

# A csillagaktivitás fotometriai és spektroszkópiai modellezése

PhD. értekezés

Kővári Zsolt

MTA Csillagászati Kutatóintézete

1999. március

Témavezető: Dr. Szeidl Béla<sup>1</sup>

<sup>1</sup> MTA Csillagászati Kutatóintézete

egykori tanárom, Marik Miklós emlékének

# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezető</b>	<b>1</b>
1.1. Történeti áttekintés	1
1.2. Az aktivitás jegyei csillagokon	4
1.2.1. Felszíni inhomogenitások a fotoszférában	6
1.2.2. Aktivitási jegyek a külső légkörben	7
1.2.3. Flerek	8
1.2.3.1. A V833 Tau 1993. november 20-án észlelt flerje	10
1.3. A szoláris paradigma	13
1.3.1. A Nap mágneses tere	13
1.3.2. A Nap mint csillag	16
1.3.3. A Nap fejlődése csillaganalógiákon keresztül	18
1.4. A mágneses aktivitás a rotáció és a konvekció tükrében	18
1.4.1. Poláris foltok	19
<b>2. Az aktív csillagok fotometriai vizsgálata</b>	<b>21</b>
2.1. A fotometriai foltmodellezés technikája	21
2.1.1. A foltok által okozott fényváltozások egy analitikus interpretációja	21
2.1.2. Az alkalmazott modellezési eljárás vizsgálata	24
2.1.2.1. A tesztelt kétfoltos modell érvényességi korlátai	24
2.1.2.2. A tesztcsillag fénygörbéinek előállítása	26
2.1.2.3. A szintetikus fénygörbék visszamodellezése	7
2.1.3. A tesztvizsgálatok eredménye	8
2.1.3.1. A fotometriai zaj hatása a megoldásokra	8
2.1.3.2. A folttalan fényesség hibája	30
2.1.3.3. A pontatlanul becsült inklináció hatása	33
2.1.3.4. Az inklináció korlátozó szerepe a foltmodellezés stabilitásában	34
2.1.3.5. Összefoglalás	34
2.1.4. A folttalan fényesség becslése	35
2.1.4.1. Szimulációs modelleredmények	37
2.1.4.2. Analitikus megközelítés	38
2.1.4.3. Paraméter vizsgálat	41
2.1.5. A folthőmérséklet becslése	43
2.2. Alkalmazások	44
2.2.1. HK Lacertae: három évtized fotometriája	45
2.2.1.1. Az észlelési anyag	45
2.2.1.2. Alkalmazott feltevések, felhasznált paraméterek	46
2.2.1.3. A folttalan fényesség	46
2.2.1.4. A folthőmérséklet	48
2.2.1.5. A modelleredmények	50
2.2.2. BY Draconis: foltmodell két aktív komponensre I.	55
2.2.2.1. Fotometriai adatok	55

2.2.2.2.	Mindkét komponens aktivitására utaló jelek .....	56
2.2.2.3.	A fénygörbék modellparaméterei .....	57
2.2.2.4.	A modellezési technika .....	58
2.2.2.5.	Eredmények .....	58
2.2.2.6.	Összegzés .....	60
2.2.2.7.	Hosszú időskálájú vizsgálatok eredménye .....	62
2.2.3.	ER Vulpeculae: foltmodell két aktív komponensre II. ....	63
2.2.3.1.	Bevezetés .....	63
2.2.3.2.	Észlelések, módszer .....	64
2.2.3.3.	Eredmények .....	65
2.2.3.4.	Diszkusszió .....	66
<b>3.</b>	<b>Csillagfelszíni alakzatok spektroszkópiai rekonstrukciója</b>	<b>69</b>
3.1.	Aktív csillagfotoszférák spektroszkópiai vizsgálata .....	70
3.1.1.	A Doppler Imaging alapelve .....	70
3.1.2.	A módszer algoritmizálása .....	73
3.1.3.	A Doppler Imaging alkalmazhatóságának feltételei .....	74
3.1.4.	Alkalmazás: CM Camelopardalis .....	75
3.1.4.1.	Bevezetés .....	75
3.1.4.2.	Az észlelések redukálása (EXTRACT, MOVEALL, CONV) ....	76
3.1.4.3.	A TEMPMap program .....	77
3.1.4.4.	Az eredmények értékelése .....	78
3.2.	Kromoszférikus aktivitás vizsgálata UV tartományban .....	85
3.2.1.	Az UV Spectral Imaging módszer ismertetése .....	85
3.2.2.	Alkalmazás: AR Lacertae .....	87
3.2.2.1.	Az AR Lacertae adatai .....	87
3.2.2.2.	Észlelések .....	87
3.2.2.3.	Az adatok analízise (ICUR) .....	88
3.2.2.4.	Eredmények .....	90
3.2.2.5.	Diszkusszió .....	95
3.2.2.5.	Hosszútávú trendek .....	97
<b>4.</b>	<b>Összefoglalás és záró gondolatok</b>	<b>98</b>
4.1.	A dolgozatban közölt új, saját eredmények összefoglalása .....	98
4.2.	A szoláris paradigma és korlátai .....	102
4.3.	Paradigmaváltás előtt? .....	105
	Köszönetnyilvánítás .....	106
<b>5.</b>	<b>Irodalomjegyzék</b>	<b>107</b>

## 1. Bevezető

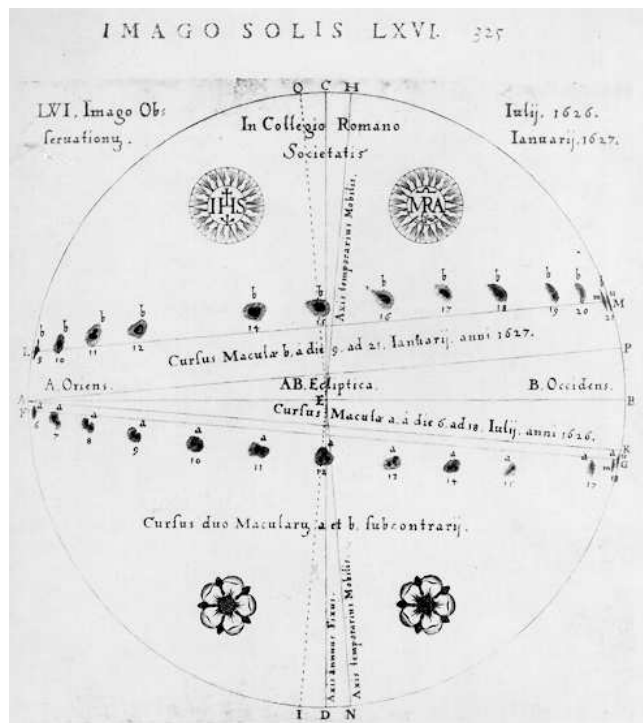
### 1.1. Történeti áttekintés

Nehéz feladat meghatározni, mikorra tehető a csillagászat foltos változócsillagokkal foglalkozó ágának születése. Ha a napfoltok megfigyelését is ideértve tágan értelmezzük a fogalmat, egészen az ókorig jutunk vissza: Kr. előtt, a II. században Theophrasztoz, Arisztotelész tanítványa számolt be először sötét foltokról a Nap felszínén. Egy évszázaddal később kínai csillagászok tesznek említést hasonló megfigyelésekről (Wittmann & Xu 1987). Az első teleszkópos napfolt-észlelésekre a középkor végén kerül sor: 1611-ben Galilei, Fabricius, Scheiner és Harriot egyidőben kezdenek távcsöves megfigyelésekbe. Scheiner összegyűjtött észleléseit 1630-ban *Rosa Ursina sive Sol* címen publikálja. Ebből láthatunk egy részletet az 1.1. ábrán.

Most azonban – egy időre megfeledkezve a Napról – a szűken értelmezett foltos változócsillagászatra szorítkozunk, számbavéve e kutatási terület megszületésének legfőbb állomásait (Hall 1994).

Az *o* Ceti (=Mira) fényváltozásait vizsgálva egy koraújkori feljegyzésben Ismael Boulliau leírja, hogy a csillag egyik féltékéje fényesebb, mint a másik, s ez a tengely körüli forgás következtében fényességváltozást okoz (Boulliau 1667). Ezzel ő fekteti le elsőként a foltos változók fizikai modelljének alapgondolatát, annak ellenére, hogy azóta tisztázódott: a Mira a pulzáló változók egyik reprezentánsa. A változócsillagok kutatása a megfigyelési eszközök javulásával rohamosan bővült, s a XVIII-XIX. században a fényességváltozás magyarázatára a fedési kettősök mellett a másik általánosan elfogadott gondolat a csillagfelszíni foltok jelenléte volt. Norton (1845) ezt a következőképpen fogalmazta meg: *”A változócsillagok megfigyelt tulajdonságainak legvalószínűbb magyarázata, hogy azok saját fényű égitestek, melyek – akárcsak a Nap – tengely körül forognak, és foltok találhatók rajtuk, de a napfoltoknál sokkal nagyobbak és hosszabb az élettartamuk. A rotáció során a foltok periodikusan mutatkoznak a Föld irányában, s méretüktől függően részben, vagy akár teljesen elhalványítják a csillagot.”* Pickering (1881) a változócsillagok klasszifikációját kidolgozva a foltokat több esetben is a fényváltozások fő okaként állítja be, ideértve az irreguláris változásokat is. A tudományos köztudatban a csillagfolt-teória tehát Boulliau után két évszázaddal is általánosan elfogadott fizikai modellként élt.

Ahogy azonban haladunk az időben, úgy bővül a lehetséges fizikai magyarázatok köre, s egyre több ”foltos” csillagról bizonyosodik be, hogy a fényváltozás hátterében addig nem ismert, új mechanizmusok állanak. A spektroszkópiai megfigyelések elterjedésével a XX. század hajnalán lehetőség nyílt a spektroszkópiai kettősök kiszűrésére, a pulzáció felfedezésével pedig kiderült, hogy a korábban foltosnak hitt változók egy jelentős része – a Mira változók, a szemireguláris változók, az RV Tauri típusú változók, az RR Lyrae-k, és a Cepheidák, mind a pulzáló változók csoportjába tartoznak. A foltos változók elméletének létjogosultsága ekkorra igencsak megkérdőjeleződött, hiszen lassan nem maradt csillag, amely a foltelméletet megfigyelési oldalon is igazolta volna. Pontosabban: sikerült néhány fedési kettős esetében a fénygörbén jelentkező néhány század magnitúdós torzulást, aszim-



1.1. ábra: Részlet Scheiner 1630-ban kiadott *Rosa Ursina sive Sol* című munkájából.

metriát kimutatni, melyekről azonban csak később derült ki, hogy valójában inhomogén csillagfelszíni struktúrákkal hozhatók összefüggésbe. Müller & Kempf (1903) majd Baldwin (1908) a W UMa esetében hívta fel a figyelmet az aszimmetriára, annak nagyságára pedig Russell (1912) adott 0,06 magnitúdós becslést. A másik foltos csillag, melynél hasonló aszimmetriát fedeztek föl, az RT Lac volt (Enebo 1910, Luizet 1915), bár a jelenség magyarázata ezúttal is elmaradt. Sitterly (1930) az RS CVn esetében mutatott ki egy 0,13 magnitúdójú torzulást<sup>1</sup>, melyre a szerző talál is egy kézenfekvő kielégítő megoldást: úgy gondolja, hogy a hidegebb és nagyobb másodkomponens vezető féltekéje halványabb mint a követő, azonban ezt fizikailag elképzelhetetlennek tartja, s a gondolatot elveti.

Láttuk tehát, hogy a század elejétől a csillagfoltok elmélete olyannyira háttérbe szorult, hogy jóformán egyetlen hívője sem akadt a majd kétszáz évig oly közkedvelt teóriának. És, noha találunk példát arra, hogy ezidő alatt foltos csillagokat fedeznek fel, a fénygörbe alakjának részletes és helyes diszkussziója minden alkalommal elmarad. Ékes példája ennek Mergentaler (1950) és O'Connell (1951) munkája, melyben éppen a fénygörbe-torzulás jelenségét vizsgálták 59 illetve 87 csillag esetében, de a lehetséges magyarázatok között meg sem említették a foltok lehetőségét. Hogy magyarázni próbálják az észlelések jellegzetességeit, alternatív elképzelések változatos skáláját vonultatták fel. Álljon itt néhány példa: periasztron effektus erősen excentrikus pályák esetén, az inter-sztelláris közeg általi sűrűlódásos fűtés a vezető féltekén, változatos konfigurációjú cirkum-sztelláris anyag jelenléte a csillagok körül, libráció, reflexiós hatás, de szóba jöttek olyan észlelési és instrumentális eredetű hibák is, mint szezonális effektusok, óraszög függés, változó összehasonlító használata, holdfény, pára, stb.

<sup>1</sup>e csillagot később a foltos csillagok egy jelentős csoportjának névadójává választották

Gerald E. Kron századunk közepén publikált munkái (Kron 1947, 1950, 1952) történetünk szempontjából mérföldkőnek számítanak, hiszen először fordul elő, hogy elmélet és realitás találkozik. A vizsgált négy fedési kettős – az RT And, az RS CVn, az YY Gem és az AR Lac – mindegyike mutatta a korábban pontosan leírt, jól ismert jegeket: az egyenlőtlen maximumokat, az aszimmetrikus fedési ágakat, vagyis a fénygörbe ”torzulását”<sup>2</sup>, melyet a szerző szerint foltok okoznak. Ez az első alkalom, hogy valódi foltos csillagok esetében a fényváltozások okaként foltokat említettek. Kron az AD Leo fleraktivitását felismerve a csillag felszínén zajló folyamatokat a napfelszíni aktivitáshoz hasonlította. E néhány munkát a bekezdés első soraiban mérföldkőként említettük ugyan, az utóéletüket nyomonkövetve azonban az iménti megtisztelő jelzöt legfeljebb zárójelek közé rakhatjuk. Az elkövetkező másfél évtizedben ugyanis a foltos csillagmodellről jóformán megfeledkeznek. A hatvanas évek közepétől újra felfedezett foltos csillag teória zászlóvivői pedig, mint látni fogjuk, Kron úttörő munkáját – igen méltánytalanul – meg sem említik.

Századunk közepétől tehát másfél évtizedig a foltos változócsillagászatban nem történik említésre érdemes előrelépés. A hatvanas évek derekán azonban Hoffmeister (1965) és Chugainov (1966) egymástól függetlenül újra felelevenítik a csillagfoltok elméletét. Hoffmeister T Tauri típusú csillagoknál fedez fel kvázi-periódikus fényességváltozásokat, melyeket ”egyenlőtlen csillagfelszíni fényességeloszlással” magyaráz, óvatosan kerülgetve, bár gondosan körülírva a csillagfolt fogalmát, elővéve a szoláris analógiát. Chugainov a BY Dra törpekettős fénygörbéjét analizálva egyedül lehetséges magyarázatként a foltokat említi. Kron fentebb említett munkáira azonban egyikőjük sem hivatkozik. A foltos csillagok – vagy ahogyan e tudományterület elemeit összefoglalva ma nevezzük: a csillagaktivitás – kutatása ettől kezdve a csillagászat művelőinek egyre bővülő körében vált elfogadottá. S lám, az 1971-ben kiadott *General Catalog of Variable Stars* a BY Draconist mint egy új változócsillag-fajta prototípusát mutatja be: ”a fényváltozást minden bizonnyal az anizotrop felszíni fényességeloszlású csillag tengelykörüli forgása okozza”. Furcsamód a csillagfolt fogalma itt is csupán körülírva, ”anizotrop fényességeloszlás”-ként szerepel. A rákövetkező évben Hall (1972) korrekt magyarázattal áll elő az RS CVn fedési görbéjére rakódó másodlagos fényváltozását illetően: egy óriási területű napfolt aktivitás sötétíti el a hidegebb csillag egyik oldalát. Hall ennél sokkal nagyobb érdeme a szoláris analógia kiteljesítése: a differenciális rotáció eredményeképpen a folt okozta hullám a fénygörbén retrográd irányban vándorol, a torziós hullám amplitúdójának változását a napfoltciklushoz hasonló foltciklus okozza. A pályaperiódus változások hátterébe pedig a csillag fleraktivitása nyomán végbemenő tömegátrendeződést állítja.

A hetvenes évektől ily módon újra feltámasztott elmélet elfogadtatása a tudományos közvéleménnyel azonban a továbbiakban sem megy zökkenők nélkül. Ezután is akadnak olyanok, akik elfordulnak a számukra idegenül hangzó, bár kézenfekvő megoldásoktól, s inkább máshol keresik az igazságot<sup>3</sup>. Ennek ellenére az azóta eltelt negyedszázad igazolta a csillagaktivitással foglalkozó kutatók munkáját. Az egyre tökéletesedő, egymástól lényegesen eltérő kutatási módszerek hasonló eredményei a foltos csillagok létének immáron megdönthetetlen észlelési bizonyítékaul szolgálnak. Kidolgozták a csillagfoltok

<sup>2</sup>a fogalmat Kron vezeti be a tudományos köztudatba

<sup>3</sup>szemléletes módon ír a tudományos köztudat effajta ”tehetetlenségéről” Kuhn (1984) *A tudományos forradalmak szerkezete* c. művében



kialakulásának, fejlődésének elméleti alapjait is (pl. Bopp & Fekel 1977, Schüssler & Solanki 1992, Schüssler 1996, stb.), záróakkordként pedig a *G.C.V.S.* 1985-ös kiadásában a *felszíni anizotrópia* kifejezést *csillagfolt*-ra cserélték.

A csillagfoltok gondolata visszavonhatatlanul, stabilan beágyazódott a tudományos köztudatba. Ebben elvülhetetlen érdem illeti Douglas S. Hallt, aki elsőként az 1974-ben, Budapesten megrendezett 29. IAU Kollokviumon (*"Multiple Periodic Phenomena in Variable Stars"*) tett kísérletet a foltos változók osztályozására (Hall 1975). A foltos csillagoknak ma már sok típusát ismerjük, melyek legtöbbször különböző kutatók egymástól függetlenül definiálták az észlelési jellegzetességek alapján. Éppen ezért Hall legutóbbi, 1991-ben közreadott klasszifikációja (Hall 1991) – noha az eddigi legteljesebb felsorolást nyújtja – a fentebb említett okok miatt nem mentes az átfedésektől. Rendszere a következő típusokat tartalmazza:

1. az RS CVn kettősök rövid, közepes és hosszú periódussal Hall (1976) meghatározása szerint;
2. a DQ Leo, az AY Cet és a V1379 Aql által reprezentált osztály<sup>4</sup>;
3. a BY Dra típus, ahogyan Bopp & Fekel (1977) definiálta, kettősök és magányos csillagok egyaránt;
4. fler csillagok, vagy másként UV Cet változók<sup>5</sup>;
5. Nap-típusú – többnyire G törpék (Baliunas & Vaughan 1985);
6. T Tau változók (Rydgren & Vrba 1983);
7. W UMa kettősök Hall (1976) szerint, ill. Eaton, Wu & Rucinski (1980) alapján;
8. FK Com csillagok (Bopp 1983, III. táblázat);
9. egyedülálló gyors rotációjú óriások, az FK Com csillagoknál csekélyebb kromoszférikus aktivitással (Fekel *et al.* 1986);
10. Algol-típusú félig elválasztott (*semi detached*) kettősök hideg kontakt komponense (Hall 1989);
11. kataklizmikus kettősökben a feltehetően hideg, kontakt másodkomponens (Hall 1990).

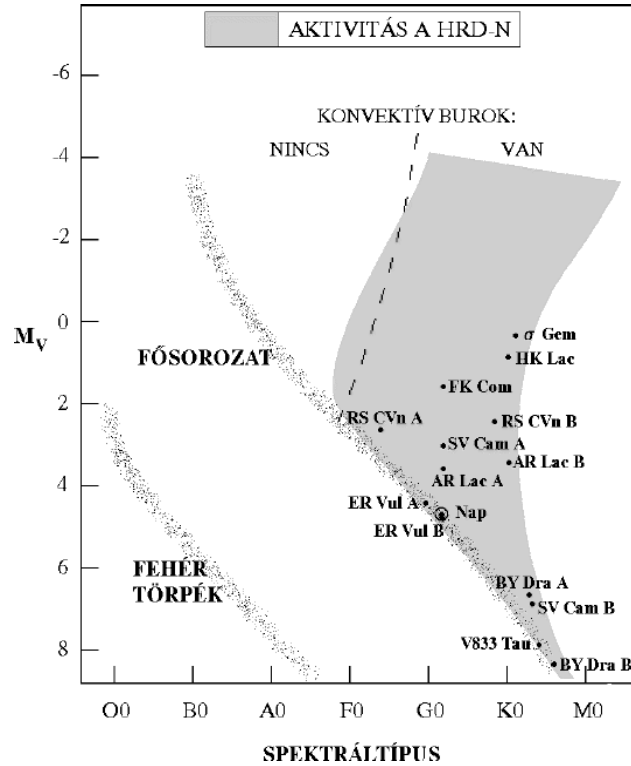
## 1.2. Az aktivitás jegyei csillagokon

A következőkben célunk, hogy az aktív csillag fogalmát kiteljesítsük, hiszen e gyűjtőfogalom nem csupán a csillagfoltok okozta fényességváltozásokat takarja. *Kromoszférikusan aktív csillag*<sup>6</sup> alatt azokat az egyedüli, vagy kettős, fősorozat előtti vagy utáni csillagokat értjük, melyeket mély konvektív zóna és gyors rotáció egyszerre jellemez. A kromoszférára

<sup>4</sup>ezt az osztályt legtöbbször az RS CVn változókhoz teszik, de korai fősorozati, forró szubtörpe, ill. fehér törpe másodkomponensekről lévén szó a Hall szerinti kritériumok kereteibe nem illeszthetők be

<sup>5</sup>több esetben átfedésben a BY Dra típussal

<sup>6</sup>a nemzetközi szakirodalomban általánosan elterjedt *terminus technicus*



1.2. ábra: Csillagaktivitás a H-R diagramon. Appourchaux *et al.* (1991) ábráját kiegészítettük oly módon, hogy megjelöltünk rajta néhány nevezetes aktív csillagot.

történő utalás elárulja, hogy az aktivitás külső megnyilvánulásain a fotoszférikus csillagfoltokon túl az azokkal vertikálisan összefüggő kromoszférikus fáklyamezőket, azaz *plage*-területeket, a nagy energiadissipációval járó flareket, a protuberanciákat, egyszóval az ún. *aktív vidékeket* értjük, melyek mai tudásunk szerint a Napon megfigyelhető jelenségekkel analóg, bár azoknál jóval intenzívebb folyamatok. A napaktivitás-analógiát a továbbiakban is szem előtt tartva leszögezhető, hogy az aktivitás minden esetben kapcsolatba hozható a csillag mágneses terével.<sup>7</sup> Az aktivitás "motorjának" tartott mágneses dinamó akkor hatékony, ha adott a korábban már említett két feltétel, vagyis a mély konvektív zóna és a gyors rotáció. A csillagaktivitás felszíni jelenségeinek megfigyelése tehát közelebb vihet bennünket a csillag belsejében zajló folyamatok jobb megértéséhez.<sup>8</sup>

Az 1.2. ábra sötétített része az aktivitási zónát mutatja a H-R diagramon. Az aktivitási mező az F-G-K-M spektráltípusba tartozó csillagokon át húzódik, a szubtrörpéktől az óriásokig. Az aktív csillagok atmoszférájában az aktivitás jegyeinek igen széles skáláját ismerhetjük fel. A következőkben e jegyekről kísérelünk meg összefoglaló áttekintést nyújtani mind észlelési, mind pedig elméleti oldalról, a továbbiakban is felhasználva a napaktivitás tanulmányozása során eddig felhalmozott ismeretanyagot.

<sup>7</sup> noha a mágneses eredet bizonyos, a továbbiakban sem a pekuliáris A és B csillagokkal (Ap, Bp), sem pedig a kémiai pekuliaritás jelenségével (Cp csillagok) nem foglalkozunk

<sup>8</sup> a csillagaktivitás tárgyköréből tehát automatikusan kizárhatók azon esetek, ahol a csillag egyik féltekéje egyéb hatások (reflexiók effektus, cirkumsztelláris gáz okozta sűrűlódás, ellipszoidális torzulás, stb.) miatt fényesebb a másikonál

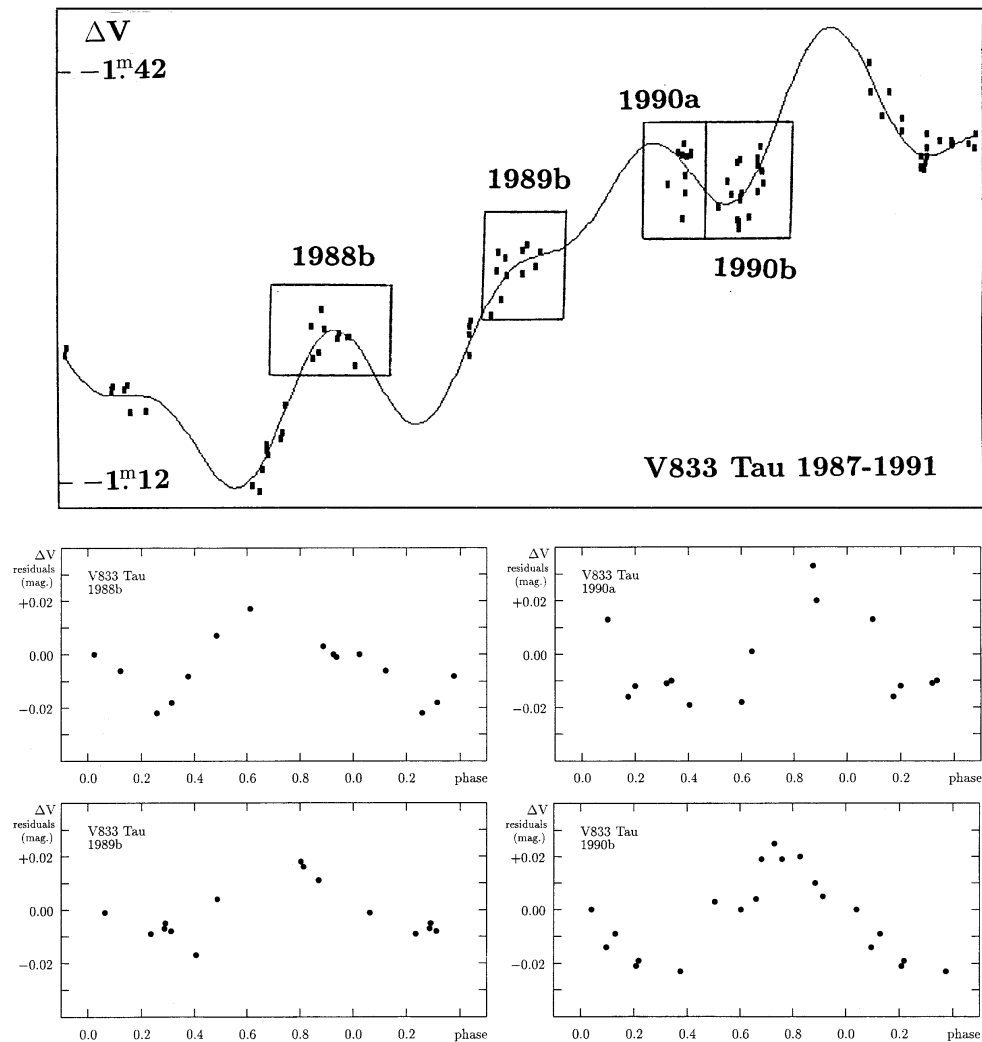
### 1.2.1. Felszíni inhomogenitások a fotoszférában

Több évtizedre nyúló fotometriai megfigyelések alapján világosan látható, hogy az aktív csillagok fényességváltozásai legalább három időskálán zajlanak. A fotometriai jegyek közül a legszembetűnőbbek a rotációs ciklussal egyező periodikus, vagy kvázi-periodikus, többnyire szinuszoidális változások, melyeket a csillag felszínén megjelenő foltok okoznak. A fotometriai hullám amplitúdója tipikusan 0,1 magnitúdó, de szélsőséges esetben a fél magnitúdót is meghaladhatja (Strassmeier & Oláh 1992, Strassmeier *et al.* 1997). Ekkora amplitúdók eléréséhez a látható hemiszféra 5-50%-ának kell folttal fedettnek lennie! Ez az érték a Napon ritkán éri el az 1%-ot. Hosszabb időskálán – néhány rotációs periódustól a több hónap hosszúságig – a fotometriai fénygörbe alakjának módosulása, az átlagos fényesség szintjének kisebb mértékű változása figyelhető meg, ami a felszíni struktúrák átrendeződésével magyarázható: a foltok, a napfoltokhoz hasonlóan, keletkezésük után egy ideig fejlődnek, majd megszűnnek (Oláh *et al.* 1991, 1997). Az RS CVn-típusú kettősök esetében a fedési fénygörbére rakódó másodlagos hullám vándorlásba kezdhet. Ez a migráció jelensége. A vándorlás oka, hogy a differenciálisan rotáló csillag felszínén a folt asztrografikus szélességétől függően az általa okozott torziós hullám periódusa kissé eltér a kettősrendszer pályaperiódusától (Hall 1972).

Az aktív régiók nyomonkövetésével vizsgálható, van-e az aktivitás szélesség és hosszúság szerinti eloszlásában időbeli regularitás (a pillangó-diagramhoz hasonló jelenség, aktív hosszúságok, pl. Jetsu 1993). Aktív csillagok hosszútávú fotometriai észleléseinek összegyűjtése segítséget nyújthat az aktivitási ciklusok kimutatásához (pl. Hartmann 1981, Strassmeier *et al.* 1997, Oláh *et al.*, előkészületben). A fler csillagok csoportjánál a rövididejű flerek és rotációs eredetű változások mellett gyakoriak az irregularitások és a hosszú időskálájú fényességingadozások. A multiperiodicitás szemléletes példája a V833 Tau fénygörbéje az 1.3. ábrán (Pettersen & Oláh 1991, Oláh, személyes közlés), amelyen három időskála is megjelenik.

Szélessávú többszín-fotometriai észlelések alapján megfigyelhető, hogy a színindexek fényességminimumkor vörösebbek, vagyis a foltos területek rendszerint hidegebbek a környező fotoszféránál. A korreláció legtisztábban a  $V - I$  színindexben mutatkozik meg, s gyakran  $B - V$ -ben. A színindex-amplitúdó modellezésével lehetőség nyílik a foltos területek hőmérséklet különbségének meghatározására. A folthőmérséklet becslések statisztikája alapján megállapítható, hogy a foltok relatív hőmérséklete 300-1500K (pl. Vogt 1975, 1981, Poe & Eaton 1985, Strassmeier & Oláh 1992, Kövári & Oláh 1996, Oláh *et al.* 1997, Kövári 1999, stb.), de ritkán haladják meg a 2000K-t. Néhány esetben nem zárható ki a fotoszféránál forróbb foltok előfordulása, igaz, csupán néhány száz fok relatív hőmérséklettel (Davidson & Neff 1977, Vogt 1975, Oláh *et al.* 1995, Oláh & Kövári 1997b, stb.). A folthőmérséklet értékek – hosszabb időszakokat tekintve – ugyanannál a csillagnál időről-időre is változhatnak.<sup>9</sup>

<sup>9</sup>Itt jegyezzük meg, hogy a csillagfolt fogalmával kapcsolatban olyan alapvető interpretációs kérdések vetődnek fel, mint hogy "mit értünk foltot?", avagy "a fényváltozásokat néhány nagy folt okozza-e, vagy nagy kiterjedésű foltcsoportok" (Kövári & Bartus 1997), "vajon létezik-e a foltos csillagokon a napfoltokéhoz hasonló umbrapenumbra struktúra, és ha igen, mi a komponensek aránya?", és még folytathatnánk.



1.3. ábra: A V833 Tau multiperiodikus fénygörbéje V színben. A rotációs fényváltozások mellett néhány hónapos és többéves változások is jól nyomonkövethetők.

### 1.2.2. Aktivitási jegyek a külső légkörben

Gyakran találkozunk a fotoszférikus foltok felett a csillag kromoszférájából és az átmeneti réteg magasságából származó megnövekedett emisszióval, az ún. plage-területekkel. A foltokból feltörő mágneses erővonal kötegek – elhagyva a fotoszférát – egyre jobban kiszélesednek, így jönnek létre a kromoszférában a – mind horizontális, mind vertikális értelemben – nagy kiterjedésű plage-ok. A kromoszférikus emissziós vonalak (Ca II  $H+K$ , Mg II  $h+k$ , C IV,  $H\alpha$ ) fluxuserősségének rotációs eredetű változásait már sok esetben sikerült kimutatni (Doyle *et al.* 1989b, Neff *et al.* 1989, Strassmeier *et al.* 1990). Sikerült továbbá antikorrrelációt találni az optikai fényességváltozás és a kromoszférikus emisszió változása között, vagyis az optikai fényességminimumban látjuk a legtöbb plage területet a kromoszférában (Rodonò 1983, Linsky 1983). Meg kell azonban jegyezni, hogy a kép nem minden esetben ilyen tiszta (Rodonò *et al.* 1987). Cutispoto & Pallavicini (1990) az AB Dor optikai fényváltozásai és a kromoszférikus  $H\alpha$  profil változása között éppen

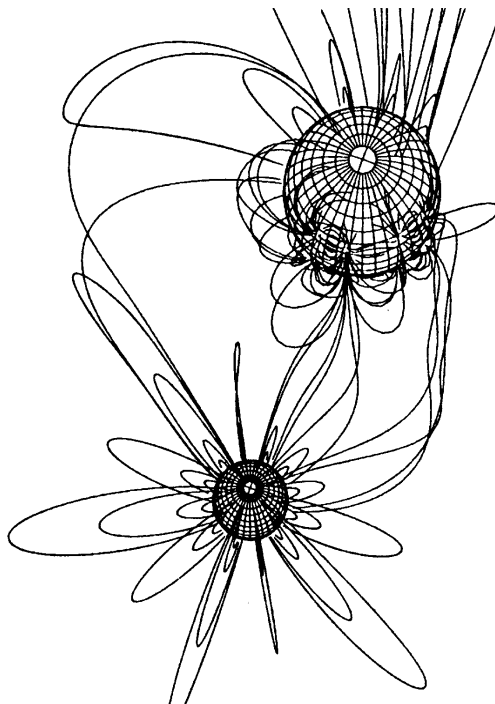
ellenkező eredményt: korrelációt talált, melyet a szerzők a foltos terület felett elterülő, azzal korotáló sűrű, abszorbeáló felhővel magyaráztak. Egyes esetekben rotációs eredetű fluxusingadozásokat egyáltalán nem sikerült kimutatni. Ennek oka lehet egyrészt az egyidejű mikrofler-aktivitás, másrészt az, hogy az egyes plage-ok longitudinális irányban annyira kiterjedhetnek, hogy teljesen kisimitják a rotáció moduláló hatását (Rodonò 1985). Hasonló jelenség figyelhető meg aktivitási maximumban a Napon. Az ultraibolya tartományban észlelhető egyebek mellett a Ca II  $H+K$  és a Mg II  $h+k$  emissziós vonalak. A kalcium vonalak alapján meghatározott radiális sebesség görbék a kromoszférikus emittáló terület merevtest-szerű rotációjára utalnak – erősítve a fotoszféra és a plage terület közvetlen fizikai kapcsolatának tényét. A magnézium vonalak esetében a központi emissziós csúcs mellett sok esetben szatellitvonalak megjelenését is detektálták, akár többszáz km/s távolságban a vonal centrumától, olykor felülmúlva annak erősségét. A nagyfelbontású UV spektrumvonalakra Walter (1987) dolgozott ki modellezési eljárást. A *Spectral Imaging* technika<sup>10</sup> segítségével, melyre legalkalmasabb a Mg II  $k$  vonala (2795Å-nél), a sorozatban készített spektrumfelvételek alapján a komplex vonalstruktúra dekompozíciójával leválasztható a kromoszférikus háttér, identifikálhatóak plage-ok és flerek (pl. Walter 1987, Neff *et al.* 1989, Pagano *et al.* 1996, Pagano *et al.*, előkészületben), hiszen az időben stabil plage-okkal ellentétben a rövid időtartamú flerkitörések a több, egymás utáni periódus alatt készített spektrumsorozaton a megelőző, vagy rákövetkező periódusban még, vagy már nem észlelhetők.

A kromoszférikus eredetű emissziós vonalak fluxuserősségei a rotációs változások mellett olykor hosszabb időskálájú változásokat is mutatnak. Elsőként Wilson (1978) mutatott ki a Napéhoz hasonló aktivitási ciklusokat fősorozati törpéknél Ca II  $K$  vonalemisszió mérések alapján. A szoláris analógia alapján az aktív csillag kromoszférája felett az átmeneti réteg közbeiktatásával a korona következne. És valóban: a korona létét az aktív csillagokról készített távoli ultraibolya-, röntgen- és rádióészlelések egyértelműen alátámasztották (Vaiana *et al.* 1981, Gibson 1983). A fotoszférára és a kromoszférára jellemző inhomogén szerkezet a korona magasságában is megjelenik. Ezt a tényt erősíti, hogy röntgenben is sikerült rotációs eredetű változásokat kimutatni (pl. Walter *et al.* 1983). A legújabb észlelések alapján megállapítást nyert, hogy az aktív csillagok forró, kiterjedt koronájában strukturált mágneses terek, óriási hurok protuberanciák találhatók (Hempelmann *et al.* 1995, Kürster & Schmitt 1995). A Nap-észlelésekből jól ismert egyszerű hurokszerkezet szoros kettősök esetében jóval bonyolultabbá válik, ugyanis számolni kell az egyes komponensek egymással kölcsönható mágneses terével (Uchida & Sakurai 1983, Vahia 1995), ebből következően közös koronális szerkezettel, mely végsősoron felerősödő aktivitáshoz vezet (Siarkowski 1995). Kölcsönható magnetoszférákra egy illusztráció látható az 1.4. ábrán (Uchida & Sakurai 1983).

### 1.2.3. Flerek

A flerek az aktivitás talán legfigyelemreméltóbb megnyilvánulásai, hiszen viszonylag rövid idő alatt hatalmas energiamennyiség szabadul fel, jóformán a teljes elektromágneses spektrumban. A flerkitörések gigantikus energiájának nagyságrendje legalább  $10^3 - 10^6$ -szorosa

<sup>10</sup>bővebben lásd a 3.2. szakaszt



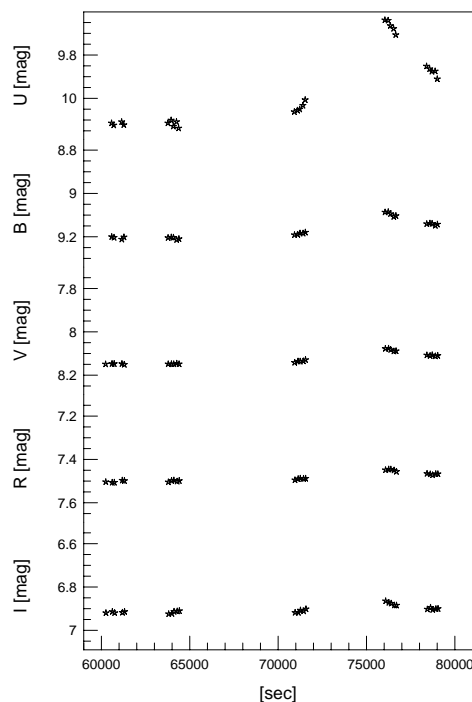
1.4. ábra: Kölcsönható magnetoszférák szoros kettősrendszerben (Uchida & Sakurai 1983).

a legnagyobb Napon észlelt flerekének. Egy tipikus csillagfler perces időskálán éri el bolometrikus intenzitása maximumát<sup>11</sup>, majd néhány óra-nap alatt cseng le (Linsky *et al.* 1989, Endl *et al.* 1995). A flertevékenység következtében hirtelen megnövekedik a kontinuum, az optikai és az *UV* tartományában a vonalemisszió, továbbá a röntgen és a rádiófluxus. A megnövekedett emisszió hátterében mai tudásunk alapján a mágneses erővonalak rekonnekciója révén hirtelen felszabaduló mágneses energia áll (pl. Priest 1983). A flerek fűtési mechanizmusának ma általánosan elfogadott modellje leegyszerűsítve a következő: az erőteljes konvektív mozgások a mágneses erővonalak befagyása miatt az aktív területeket összekötő mágneses hurkokban áramokat keltenek és halmoznak fel, ami a mágneses feszültség növekedéséhez vezet (szemléletesen: az erővonal kötegek "összekuszálódnak"). Ezt a feszültséget csökkenti a mágneses struktúra relaxációja, mely az erővonalak átkötődése, rekonnekciója révén megy végbe. A flertevékenység igen összetett jelenség: a felszabaduló energia hatása nyomban észlelhető a csillaglégkör szinte valamennyi rétegében. A rekonnekció során nagy sebességre felgyorsított plazma kidobódik, elhagyhatja a csillaglégkört. A töltött részecskék egy másik része az erővonalhurkok mentén lefelé áramlik, így fűtve a kromoszférát, sőt, bizonyos esetekben a hurkok talppontjainál a fotoszférát is. Ezért a többszín-fotometriai mérések is árulkodnak a fleraktivitásról: a fotosféra magasságában a flerek színhőmérséklete  $10^4 - 10^5 \text{ K}$ , így azok *U*-ban látszanak a legintenzívebben, de hatásuk *B*-ben, *V*-ben és ritkán *I*-ben és *R*-ben is észrevehető. A koronában ez az érték  $10^8 - 10^9 \text{ K}$ -re nő, melyről röntgenészlelések adnak számot.

<sup>11</sup>az egyes hullámhossztartományok maximumai időben jelentősen eltérhetnek: a rádiócsúcs sok esetben percekkel az optikai-, vagy a röntgencsúcs után jelentkezik

**1.2.3.1. A V833 Tau 1993. november 20-án észlelt flerje.** A csillagokon megfigyelt flerekre példaként bemutatjuk a V833 Tau 1993. november 20-án észlelt optikai flerjét. Vessünk egy pillantást az 1.5. ábrára, amelyen a fler látható a Johnson-Cousins fotometriai rendszer  $UBV(RI)_C$  színeiben mérve (Oláh *et al.*, előkészületben). Noha a flerintenzitás az ultraibolyától a vörös színek felé haladva szokatlan módon, mindvégig a csillag háttérsugárzása felett marad, csupán az  $U - B$  és a  $B - V$  színindexek mutatnak  $0,^m4$  és  $0,^m1$  nagyságú excesszust (1.6. ábra), melynek megfelelően a flerező plazma szín hőmérsékletére néhányszor  $10^4\text{K}$  értéket várunk. A fler időtartama megközelítőleg 4 óra, így módon a Napon előforduló fehér flerekre emlékeztet (Haisch 1989).

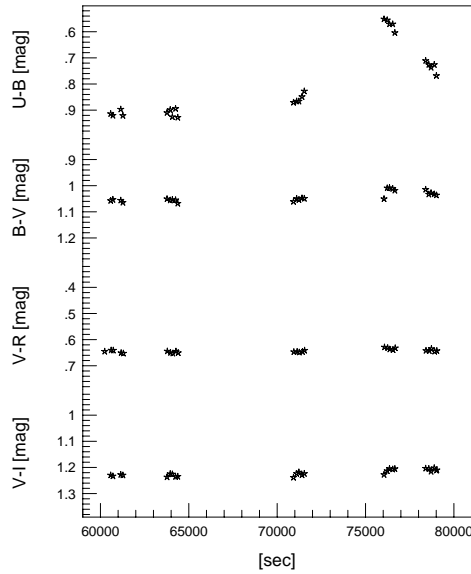
A fler kezdete előtti mérési pontokat felhasználva elsőként a csillag "csendes" állapotához tartozó fluxusértékeket határozzuk meg. Ehhez a Buser & Kurucz (1992) által közreadott, felszíni fluxusértékeket tartalmazó táblázatokat használjuk fel,  $T_{eff} =$



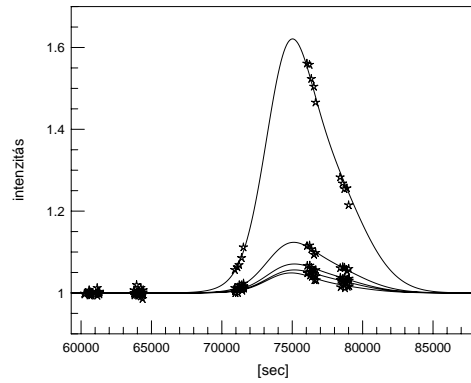
1.5. ábra: A V833 Tau 1993. nov. 20-án észlelt flerje  $UBV(RI)_C$  színekben mérve.

1.1. táblázat: A csillag alapállapotára számított luminozitások, valamint a teljes fler energia és a maximális fler luminozitás az öt fotometriai sávban.

fotometriai sáv a hozzá tartozó $\lambda_{eff}$ hullámhosszal [ $\text{\AA}$ ]	a csillag alapsugárzása [ $\text{erg/s}$ ]	a teljes fler energia [ $\text{erg}$ ]	a fler luminozitása maximumban [ $\text{erg/s/\AA}$ ]
$U-3660$	$2.51 \cdot 10^{30}$	$9.11 \cdot 10^{33}$	$2.33 \cdot 10^{27}$
$B-4380$	$1.37 \cdot 10^{31}$	$1.05 \cdot 10^{34}$	$1.82 \cdot 10^{27}$
$V-5450$	$1.93 \cdot 10^{31}$	$8.64 \cdot 10^{33}$	$1.58 \cdot 10^{27}$
$R_C-6410$	$4.08 \cdot 10^{31}$	$1.47 \cdot 10^{34}$	$1.71 \cdot 10^{27}$
$I_C-7980$	$2.96 \cdot 10^{31}$	$7.91 \cdot 10^{33}$	$9.40 \cdot 10^{26}$



1.6. ábra: A flerről készített színindex görbék.

1.7. ábra: Illesztett fénygörbék a csökkenő intenzitás sorrendjében  $U$ ,  $B$ ,  $V$ ,  $R_C$ , és  $I_C$  színekben.

4500K,  $\log g = 4,5$  és  $R = 0,8R_\odot$  értékeket (Naftilan & Fairchild 1993) és szoláris elemgyakoriságot feltételezve. Az 1.1. táblázat második oszlopába a

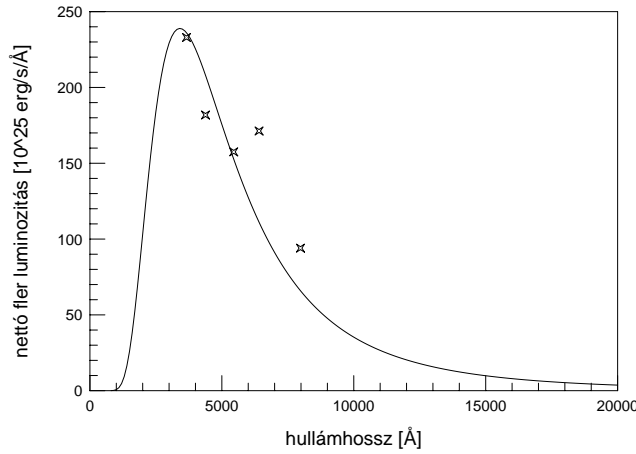
$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) \times F_{\lambda_1-\lambda_2}(\lambda) d\lambda \quad (1)$$

alapján kiszámított alapfluxusokat írtuk, erg/s egységben. Az (1)-ben szereplő  $\lambda_1$  és  $\lambda_2$  a kiválasztott fotometriai sáv határai,  $S(\lambda)$  a kisugárzott energia eloszlásfüggvénye, míg  $F_{\lambda_1-\lambda_2}(\lambda)$  az áteresztési függvény az adott sávban.

Hogy munkánkat megkönnyítsük, az észlelésekre modellgörbéket illesztettünk az 1.7. ábrán látható módon.<sup>12</sup> Az  $U$  illesztés alapján a fler időtartama,  $t_U = 15300$ s. Az integrált nettó fler energia az 1.1. táblázat harmadik oszlopában szerepel. Megjegyezzük azonban, hogy a tényleges fler energia spektrum az észlelési pontok kedvezőtlen eloszlása miatt ettől valamelyest (max. 15-20%-ban) eltérhet. Az 1.8. ábrán a nettó fler-luminoziás

<sup>12</sup>Bár a fler felszálló szakaszának hiányos a lefedettsége, az illesztésekről feltételezzük, hogy nem állnak távol a valóságtól.





1.8. ábra: Az észlelt nettó fler luminozitás-sűrűség az egyes színeknek megfelelő effektív hullámhosszakon ( $\times$ ). A 8500K-es feketetest modellt folytonos vonal jelöli. A  $R$  és  $I$  színeket a Planck-függvény már nem tudja követni.

értékeit ábrázoltuk az öt színnek megfelelő effektív hullámhosszakon. Az eloszlásnak valahol  $3000\text{\AA}$  körül van a maximuma, amint az várható (Pettersen 1988), ugyanakkor az infravörös felé haladva szembeeső excesszust tapasztalunk. Ezzel összhangban áll, hogy mialatt az optikai fler energiája  $E_{opt} = 5,09 \cdot 10^{34} \text{erg}$ , az  $E_{opt}/E_U$  arány 5,6, amely kb. 2,5-szöröse a Lacy *et al.* (1976) által közölt statisztikai átlagnak. Továbbá: a  $V$ ,  $R_C$  és  $I_C$  színekben kisugárzott összenergia a teljes optikai tartományban kisugárzott energiának mintegy 61%-a, míg Doyle *et al.* (1989a) az  $E_{VRI}/E_{opt}$  értékre kb.  $1/3$ -ot jósol. Az optikai fler maximumának színhőmérsékletére de Jager *et al.* (1986) alapján adunk becslést. A flerező és az alapállapotban levő csillag felszínének fluxusaránya a következőképpen írható:

$$[F_S (1 - A) + F_F A]/F_S = 1 - A + A B_F/B_S, \quad (2)$$

ahol  $F_S$  a nyugodt csillag alapfluxusa (1.2. táblázat második oszlopa),  $F_F$  a fler fluxusa,  $A$  a flerező terület ( $A_F$ ) és a látszó csillagfelszín ( $A_*$ ) vetített területeinek aránya,  $B_F$  és  $B_S$  a fler és a csillag feketetest sugárzását leíró függvények. A (2) egyenletben két ismeretlen mennyiség szerepel, mégpedig  $A$  és  $B_F$ -en keresztül  $T_F$ , a fler hőmérséklete. Különböző  $T_F$  értékekhez kiszámítható  $A$  és az 1.8. ábra pontjai a kapott értékek behelyettesítésével illeszthetők. A vizsgálatot elvégezve jó megoldásokat kaptunk  $T_F \geq 8000\text{K}$  és  $A \leq 0.018$  értékekkel (lásd az 1.2. táblázatot). Az 1.8. ábrán látható illesztés a  $T_F = 8500\text{K}$ ,  $A_F = 1.31 \cdot 10^{20} \text{cm}^2$  értékpárhoz tartozik. A tapasztalt infravörös excesszus miatt a feketetest illesztéseinket csupán az  $U$ ,  $B$  és  $V$  színekre tudtuk alkalmazni, mígha  $T_F$   $15000\text{K}$  fölé nőtt, a  $V$  is illeszthetelenné vált.

1.2. táblázat: Behelyettesítéssel kapott  $T_F$ – $A$  értékpárok (további magyarázat a szövegben).

$T_F$	8000	8500	9000	10000	15000	20000	25000
$A$	0.018	0.0135	0.01	0.007	0.0017	0.0009	0.0006

Összefoglalva tapasztalatainkat megállapítható, hogy az optikai tartományban észlelt fler a valószínű 8500K-es termális illesztéshez képest erős *IR* excesszust mutatott. Az excesszus magyarázatát nemtermális folyamatokban kell keresnünk. Ehhez hasonló jellegű *IR* excesszust Fang & Ding (1995) szerint az I. típusú fehér napflerek esetében tapasztalunk, ahol a Balmer fotonok túlfűtést eredményeznek a fotoszféra felső részében (Machado *et al.* 1989).

### 1.3. A szoláris paradigma

A legjobb felbontású távcsövek, de még a legmodernebb üreszközök sem alkalmasak arra, hogy a csillagok felszíni struktúráiról közvetlen információt szolgáltatassanak.<sup>13</sup> Az egyetlen "aktív csillag", melyet részleteiben (értsd: kellő felbontással) is tanulmányozhatunk, a Nap. Ahhoz tehát, hogy az aktív csillagok felszínén és belsejében zajló fizikai folyamatokat megértsük, a közvetett információszerzés mellett a napkutatások során összegyűjtött tapasztalatokra kell hagyatkoznunk. A csillag által kibocsátott elektromágneses sugárzás adott hullámhossztartományba eső részének a csillag látszó felületére vett integráljából kell bizonyos feltevésekre szorítkozva rekonstruálni a csillag fényváltozásait előidéző felszíni folyamatokat. Ezen inverz feladat megoldása azonban a legtöbb esetben nem egyértelmű. Egy általánosan elfogadott elméleti alapra helyezkedve viszont eldönthetjük, hogy a sokféle lehetséges interpretáció közül melyik a legvalószínűbb. Kézenfekvő hát, hogy a "természet által üzemeltetett asztrofizikai laboratóriumunkban" – a Napon már igazolt alapfeltevéseinket a csillagok esetében paradigmaként használjuk.

Ahogy a Nap esetében a napfoltok feletti légköri rétegekben, azokkal nyilvánvalóan fizikai kapcsolatban *UV* emisszió, ill. koronális röntgenemisszió (flerek, nagysebességű kiáramlások, igen fényes *X* és *UV* fáklyamezők) figyelhetők meg, úgy a csillagfoltokról sem gondoljuk, hogy azok izolált jelenségek: épp ellenkezőleg, ugyanúgy megtalálhatók körülöttük az aktivitás egyéb jellemzői, mint a Napon. Ezt a feltételezést erősíti a csillagflerek és napflerek hasonlósága is, dacára a több nagyságrendnyi intenzitásbeli különbségeknek (Rodonò 1985). A szoláris analógia elfogadása tette lehetővé a migrációs hullám eredetének megértését (Hall 1972), vagy az aktivitási ciklusok létének kimutatását a kromoszférikus emisszió 7-14 éves változása alapján olyan fősorozati K és M törpék esetében, amelyek – hasonlóan a Naphoz – rotációs eredetű változást a látható hullámhosszakon gyakorlatilag nem mutattak (Wilson 1978). Jelen fejezetben célunk, hogy az aktív csillagok tanulmányozása során az eddigiekben jól bevált szoláris paradigma elemeit ismertessük.

#### 1.3.1. A Nap mágneses tere

A Nap mágneses aktivitásának alapja a mágneses dinamó (Babcock 1961), mely a differenciális rotáció és a konvekció kölcsönhatásából ered. A dinamóhatás eredménye a

<sup>13</sup>Ez a kijelentés már nem egészen igaz, hiszen a közelmúltban a *Hubble Space Telescope* feljavított műszerei (COSTAR+FOC) segítségével első ízben sikerült az egyik szomszédos szuperóriásról, a Betelgeuse-ről ( $\alpha$  Ori) olyan felbontású ultraibolya képet közzélni, mely meggyőzően mutatja a csillag felszínén található forró foltot és a diszk sötételő széleit (Gilliland & Dupree 1996).

felszínen megjelenő mágneses tér, mely ismeretében a belső tér szerkezetére, fejlődésére lehet következtetni.

A Nap felszínén a mágneses tér jelenlétének legalapvetőbb megnyilvánulása az ún.  $\Omega$ -alakú fluxuscsövek felbukkanása. Jelenlegi ismereteink szerint a mágneses hurkok a konvektív zóna aljáról, a toroidális szerkezetű tér valamilyen lokális instabilitása folytán létrejövő kitüremkedéséből keletkeznek és indulnak a felszín irányába. A felemelkedést a mágneses felhajtóerő okozza. Írjuk fel – hőmérsékleti egyensúlyt feltételezve – a nyomási egyensúly feltételét a felemelkedő fluxuscsőre:

$$P_m + P_i = P_e, \quad (3)$$

ahol az indexek jelentése rendre: mágneses ( $m$ ), belső ( $i$ ) és külső ( $e$ ). Látható, hogy a fluxuscsőben lévő gáz sűrűsége szükségszerűen kisebb a környezeténél, így arra felhajtóerő hat. A felemelkedő fluxuselem dinamikáját ezenkívül még a Coriolis erő és a közegellenállási erő is befolyásolja. A kezdeti térerősség kb.  $10^5 \text{ G}$  körüli érték, ami a konvektív zóna alján uralkodó ekvipartíciós térerősségnél<sup>14</sup> egy nagyságrenddel nagyobb. Erős mágneses tér esetén ( $1,6 \cdot 10^5 \text{ G}$ ) a mágneses felhajtóerő dominál, a fluxuscső gyorsan, akár néhány óra, vagy nap alatt a felszínre ér, így a Coriolis erő alig téríti el a radiális iránytól. Gyengébb terek ( $0,6 - 1,6 \cdot 10^5 \text{ G}$ ) esetén a felemelkedés lassú, kb. 1 hónapig tart, így a Coriolis erőnek több szerep jut, hogy a felemelkedő fluxuscsövet poláris irányba térítse. A még ennél is gyengébb terek esetében a fluxuscsövek felemelkedési ideje több hónap, így azok a Nap aktív zónáján kívül, magas szélességeken bukkannak fel (D'Silva & Choudhuri 1994). Ha a térerősség kisebb az uralkodó ekvipartíciós térerősségnél, akkor a konvektív áramlások a fluxuselemet szétdarabolják.

Ahogy a fluxuscső közeledik a felszínhez, úgy csökken a környező gáz sűrűsége, így a nyomás-egyensúlyi feltételből következik, hogy a cső szükségszerűen fölfúvódik, benne a tér erőssége lecsökken. A napfelszín közelében a fluxuscsöveket a turbulens áramlás és konvektív mozgások ide-oda lökdösi, gyűri, csavarják, így azok többnyire feldarabolódnak, de az is lehetséges, hogy a szomszédos fluxuselemek egybeolvadnak. Moreno-Insertis (1997) szerint a fotoszférát elérő mágneses fluxus eleve csavarodott fluxuscsövek formájában emelkedik fel, máskülönben szétdarabolódna. Leka *et al.* (1996) ezt a teóriát sajátmozgás mérésekkel alá is támasztották. A folyamat kb. 2000km-es skálán egy többé-kevésbé random fluxuselozslást eredményez (Schrijver *et al.* 1992). Ahol a mágneses tér megerősödik, ott leáll a konvektív kiáramlás és fordítva: ahol intenzív a kiáramlás, ott nagy valószínűséggel nem jön létre fluxuskoncentráció. Az időlegesen így elkülönülő területek eredményezik a granulációs struktúrát, mely több nagyságrendi skálán is megfigyelhető: a 2000km alatti granulációs mintával párhuzamosan, több ezer kilométeres léptékben megjelenik a közepes kromoszférikus hálózat (*network*), a legnagyobb, szupergranulációs szerkezet pedig már a nagy kiterjedésű mágneses plage-okkal mutat kapcsolatot (Schrijver 1996).

Ahol a felszínen kellően erős mágneses tér bukkon föl ( $> 1500 \text{ G}$ ), ott leáll a konvektív kiáramlás és napfolt jelenik meg. Mivel az erős mágneses tér hurkok formájában emelkedik fel, a foltok bipoláris párokat alkotnak. A felbukkanó hurkokat a Coriolis erő

<sup>14</sup> az ekvipartíciós térerősségnél a mágneses és a kinetikus energia sűrűsége megegyezik

kissé megcsavarja, melynek következménye a foltcsoport megjelenésében Joy-törvényként is ismert szabályszerűség: a vezető folt némileg közelebb kerül az egyenlítőhöz, mint a követő, továbbá aszimmetria figyelhető meg a vezető és a követő folt stabilitásában és konfigurációjában: a vezető folt hosszabb életű és kompaktabb, a követő rövidebb életű és kisebb foltokból áll. A fotoszférikus foltok lokális bolometrikus emissziója mintegy kétharmada a Napon mért átlagos értéknek, a foltokat övező fáklyamezők emissziója azonban néhány százalékkal meghaladja azt. A fáklyamezők a felszálló erős mágneses terű fluxuscsövek eróziójaként, a turbulens konvektív mozgás folyamatos erodáló hatása nyomán jönnek létre. A fáklyamezők mágneses térerőssége a foltokénál kisebb, néhány száz gauss, összterületük ugyanakkor kb. egy-másfél nagyságrenddel nagyobb a foltok területéhez viszonyítva, élettartamuk pedig akár 2-3-szorosa a foltokénak.

A bipoláris aktív területek széles nagyságrendi skálán jelennek meg, eloszlásukban nem tapasztalható domináns nagyságrendű komponens. Átlagos mágneses fluxussűrűségük 100-150G, s ez az érték a mérettel arányosan változik (Schrijver & Harvey 1994). További szabály, hogy minél nagyobb területű egy aktív vidék, annál hosszabb az élettartama. A legkisebb aktív területek egy napig sem élnek, a legnagyobbak viszont akár több hónapig is nyomon követhetők. A napfoltok  $A_0$  maximális területe, és  $T$  élettartama között arányosság ( $T \sim A_0$ ) áll fenn (Petrovay & van Driel-Gesztelyi 1997). Így azután a szoláris analógiát követve nem meglepő, hogy a csillagokon megjelenő aktív területek élettartamát hónapokban, években mérjük, hiszen területük a napfoltokénál nagyságrendekkel nagyobb.

A kiterjedt aktív vidékek helyén a későbbiekben jóval nagyobb valószínűséggel jön létre újabb aktív terület, mint a korábban csendes területeken. Ezeket a megújuló aktivitási centrumokat "aktív fészkek"-nek hívjuk. A bipoláris aktív területek eltűnésének három fő oka van: a differenciális rotáció, a meridionális áramlások és a mágneses tér turbulens diffúziója. A bipoláris aktív területek vezető foltjainak megfelelő ellentétes polaritású területek az egyenlítő két oldalán (de annak közelében) mágneses átkötődéssel (rekonnekcióval) kiolthatják egymást, így jönnek létre a hatalmas transzekvatoriális ívek, miközben a követő foltnak megfelelő ellentétes polaritású fluxus a pólusok felé vándorol. Ez a folyamat vezet a globális mágneses polaritás átfordulásához és a mágneses ciklusok váltakozásához.

Az előzőekben említett folyamatok együttesen határozzák meg a mágneses tér fluxuseloszlását a Nap felszínén. A megfigyelések szerint megállapítható a tér néhány alapvető sajátossága. A napfelszín többé-kevésbé teljesen beborítja egy gyenge térerősségű háttér (network). A tér ugyanakkor nem írható le egy leegyszerűsített kétkomponensű modellel, amely az aktív területekből és a gyenge háttérhálózathoz áll (Schrijver 1996). A mágneses tér területhányadának abszolút mágneses fluxussűrűség szerinti eloszlását vizsgálva Schrijver & Harvey (1994) kimutatta, hogy az aktivitási ciklus egy adott szintjén a felemelkedő és a megszűnő aktivitási területek, öt hónap időtartamra átlagolt eloszlásfüggvényei gyakorlatilag nem különböznek. Hisztérezis-szerű viselkedés tehát öt hónapról rövidebb időskálákra kell hogy jelentkezzen. Köztudott dolog továbbá, hogy egy teljes aktivitási ciklust alapul véve a felbukkanó összfluxus egy nagyságrenddel nagyobb, mint a totális fluxusmennyiség az aktivitás maximumában. A fluxusháztartás egyensúly-

ban tartása tehát viszonylag gyors folyamat, hiszen a keletkező fluxusnak az aktivitási ciklus hosszánál jóval rövidebb idő alatt kell eltűnnie a fotoszférából. Ez azt is jelenti, hogy a Nap egy adott aktivitási fázisban jó közelítésként működhet olyan csillagokra, melyek pillanatnyi aktivitási szintjük a Napéval megegyező.

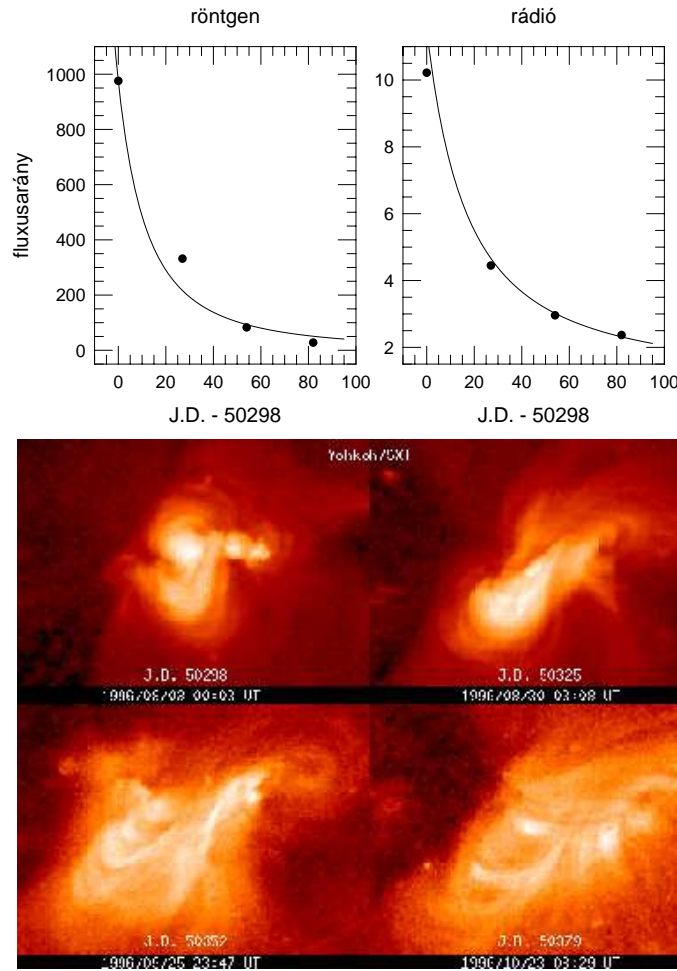
Összefoglalásként megállapítható, hogy a Nap légkörének mágneses eredetű folyamatai, topológiai sajátosságai jó kiindulásként szolgálnak a Nap radiatív energiavesztéseinek leírásánál. A fluxuscsövek felemelkedése, azok fejlődésének folyamata, a kezdeti erős terek megszűnése a Nap fotoszférájában hasznos alapként működhet a kései csillagok egy jelentős csoportjára nézve. A csillagatmoszférák tekintetében ez azt jelenti, hogy azokat sem célszerű egyszerűsítve, két- három komponenssel modellezni (Schrijver 1996).

### 1.3.2. A Nap mint csillag

Ismeretes, hogy mind a foltok energiadeficitje, mind a fáklyamezők megnövekedett emissziója hullámhosszfüggő. Látható fényben a foltok jóval sötétebbek a nyugodt napfelszínnél, mint amennyire a fáklyák fényesebbek annál. Ultraibolyában a foltok sötétebbek, a fáklyák pedig fényesebbek, mint a látható fényben, azonban, míg a foltok esetén a relatív emisszió csökkenése mérsékelt, kb. 20%-os, addig a fáklyák emissziójának növekedése meghaladja a két nagyságrendet, így a fáklyamezők emissziójának mérése *UV*-ben a mágneses aktivitásnak jó indikátora.

Köztudott dolog, hogy a Nap kromoszférájából és koronájából (fáklyákból, plage-okból) származó *UV* és röntgen emisszió változását nemcsak a rotációs időskálán, de a teljes mágneses cikluson át is követni lehet. Aktivitási maximumban a teljes koronaemisszió mintegy 60%-a a plage területekről jön, és csupán 40%-a a háttér network-ből, mely fluxussűrűsége kb. 50G. Ugyanakkor a kromoszférikus emisszióknak kb. háromnegyede származik a háttérből és csak egynegyede a fáklyamezőkből. A látható napkorongra átlagolásnál, egy egyszerű gömbszimmetrikus atmoszféramodellrel feltételezve összemosisdik a kromoszférikus emisszió a koronaemisszióval, mivel az előbbi nagyjából a kromoszférikus hálózattal mutat közös térbeli eloszlást, míg az utóbbi inkább a nagyobb mágneses struktúrákkal, a plage-okkal mutat korrelációt. A térbeli felbontásról diszkrét átlagolt emisszió olyként látszik, mintha az megfelelné valamilyen "átlagos" mágneses jelenségnek valahol a korongon. A Napon térbeli felbontásban mért mennyiségek korongra átlagolása tehát megteremti annak lehetőségét, hogy a Napot mint csillagot lássuk.

Az eredetileg csillagfoltok modellezésére szolgáló szoftverek alkalmassá tehetők egydimenziós Nap-fénygörbék modellezésére. Mindazonáltal tudnunk kell, hogy a látható fény hullámhossza a napfoltok miatt nem jelentkezik rotációs eredetű fényváltozás (legalábbis számunkra gyakorlatilag nem mérhető). Ugyanakkor lágyröntgen- és rádióészleléseken már kimutatható rotációs moduláció. A Nap ezeken a hullámhosszakon a mágneses aktív területek miatt nagyságrendekkel intenzívebb rotációs változásokat mutat, mint a látható fényben. Oláh *et al.* (1999a, 1999b) a GOES műholdak egydimenziós lágyröntgen valamint egyidejűleg a DRAO (Kanada) által 10,7cm-en készített egydimenziós rádióészleléseit a csillagfoltok fotometriai modellezésénél szokásos – a 2. fejezetben részletesen bemutatandó – eljárásnak vetették alá. A kapott eredmények azután egyrészt közvetlenül összehasonlíthatóak voltak a YOHKOH műhold által röntgenben készített direkt felvéte-



1.9. ábra: A NOAA 7978 jelű aktív terület fluxuskontrasztjának csökkenése a Napon. A felső két panel a fluxusarány csökkenését mutatja röntgen és rádió tartományban. Az alsó négy panel a YOHKOH/SXT kamera (1,5-5 millió K) által lágyröntgenben készített sorozatfelvételt mutatja. A felvételeken jól megfigyelhető az aktív centrum szétesésének folyamata.

lekkal, melyből a modellezési eljárás megbízhatóságára lehetett következtetni. Másrészt kiderült, hogy a Napon az aktív területek és a zavartalan háttér közötti kontraszt ( $FR$ ) az említett hullámhosszakon időben az alábbi függvény szerint csökken (Oláh *et al.* 1999a, 1999b):

$$FR(t) = c_1 + \frac{c_2}{(t - t_0)^{c_3}}, \quad (4)$$

ahol  $t$  az idő,  $t_0$  a fler kezdeteként értelmezhető időpont, végül  $c_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) illesztési konstansok. A  $c_3$  kitevőre jellemzően 1,5 körüli érték adódott. A kontraszt csökkenésének oka az aktív területeken felbukkanó fluxuscsövek turbulens disszipációja. Az 1.9. ábrán a NOAA 7978 jelű aktív terület fluxuskontrasztjának időbeli csökkenése látható, alatta a YOHKOH mesterséges hold felvételei a szóbanforgó területről.

### 1.3.3. A Nap fejlődése csillaganalógiákon keresztül

A napaktivitás nemcsak a csillagokon zajló mágneses tevékenység megértésének kulcsa, de mióta tudjuk, hogy a kromoszférikus emisszió variabilitása a Nap-típusú csillagok közös sajátja (Wilson 1978), a csillagok aktivitásának tanulmányozása is sokmindent elárulhat Napunk múltbéli és elkövetkező sorsáról. Köztudott, hogy a Nap fejlődésének egy korábbi szakaszában sokkal gyorsabban forgott, mint jelenleg (pl. Soderblom 1983). A rotáció lassulásának oka mágneses eredetű: a mágneses tér befagyása miatt a kiáramló erős csillagszél az impulzusmomentum jelentős hányadát magával ragadja. Az is régóta ismert, hogy az aktivitás és a rotáció igen szoros kapcsolatban állnak (pl. Skumanich 1972, Simon *et al.* 1985, Rodonò 1991, stb.); egy gyorsan rotáló Nap esetében a mágneses dinamó határfoka is nagyobb lenne.

A Naphoz hasonló fizikai tulajdonságokkal (tömeg, sugár, spektráltípus, hőmérséklet, konvektív zóna mélysége) rendelkező, ám különböző korú magányos G törpecsillagok alkalmasan választott sorozatán nyomonkövethető a Nap mágneses aktivitásának évmilliárdok alatti változása (Dorren & Guinan 1994). Az észlelések szerint jól meghatározott kapcsolat van a rotáció gyorsasága és az aktivitási jegyek, vagyis a röntgen emisszió, a CIV luminozitás, a Mg II  $h+k$  luminozitás, valamint a foltos területek miatt jelentkező fotometriai hullám amplitúdója között. Meggyőző fotometriai modulációt azonban csak a 12-13 napnál rövidebb rotációs periódusú csillagok esetében sikerült kimérni. Ennek részben az az oka, hogy amikor a teljes foltos terület kisebb, mint a felszín kb. 5%-a, tehát a rotációs eredetű amplitúdó  $V$ -ben kisebb néhány ezred magnitúdónál, a fényváltozások a fotometriai detektálási határ alatt maradnak (mint a Nap esetében).

### 1.4. A mágneses aktivitás a rotáció és a konvekció tükrében

Észlelési és teoretikus oldalról is alátámasztott tény, hogy a rotációnak és a konvekciónak kitüntetett szerepe van a csillag mágneses terének felszínre juttatásában, a tér felerősítésében és struktúrázásában, mely végsősoron a csillag megfigyelhető aktivitásának alapja (pl. Mullan 1974, Pallavicini *et al.* 1981, Mangeney 1986, stb.). A dinamómechanizmus határfoka a rotáció sebességével értelemszerűen együtt nő, így az a gyorsan forgó fiatal K és M törpék és K óriások, valamint a T Tauri csillagok esetében fejti ki hatását legintenzívebben. Az aktivitási szint kvantitatív jellemzésére alkalmas mennyiség a Rossby szám:

$$R = \frac{\nu_c}{2H\Omega}, \quad (5)$$

ahol  $\nu_c$  a konvekció sebessége,  $H$  a konvekciós skálamagasság,  $\Omega = 2\pi/P$  pedig a rotáció szögsebessége. A Rossby szám lényegében a konvektív megfordulási idő és a rotációs periódusidő hányadosa, ily módon a rotációnak a konvekcióra gyakorolt hatását méri. Hall (1991) vizsgálata szerint, melyet közel háromszáz kései típusú csillagon végzett,  $R < 2/3$  esetén jelentős volumenű foltosodás jegyei fedezhetők fel, míg  $2/3$ -nál nagyobb értékek (lassú rotáció) esetén, ha létezik is foltosodás, annak fotometriai moduláló hatása csupán néhány ezred magnitúdó, amely a jelenlegi mérési pontosság határa.

A megfigyelhető mágneses aktivitás alapja, mint arról már az előzőekben szót ejtettünk, a mágneses fluxuskötegek felbukkanása a csillag felszínén. A mechanizmus kvalitatív leírását a Nap mágneses terével kapcsolatban az 1.3.1. szakaszban már érintettük. Ezúttal a kérdéshez igyekszünk kvantitatíve közelíteni. A csillag belsejében a turbulens konvekció addig koncentrálja a mágneses fluxust, amíg annak nagysága el nem ér egy akkora értéket, mely éppen a nyomással tart egyensúlyt:

$$B_{eq} = \nu_c \sqrt{4\pi\rho_e}, \quad (6)$$

ahol  $\nu_c$  a már ismert konvektív sebesség,  $\rho_e$  pedig a környező gáz sűrűsége. A  $B_{eq}$  értéket szokás ekvipartíciós nyomás-kiegyensúlyozó mágneses határnak is nevezni, ugyanis ennek közelében a kinetikus és a mágneses energiasűrűség összemérhetők. (A Nap konvekciós zónájának alján ez az érték megközelítőleg  $10^4 \text{G}$ .) Az az érték pedig, melynél a termikus és a mágneses energiasűrűség egyenlők:

$$B_p = \sqrt{8\pi P}, \quad (7)$$

ahol  $P$  a külső gáznyomást jelenti. A konvektív zóna alján a  $B_{eq}/B_p$  arány elhanyagolható (a fotoszférához közel azonban már korántsem az!). Amint a fluxuscső belsejében a konvektív transzport csökken, a cső összeszűkül, így a tér erőssége megnövekszik, a fluxuserősség eléri  $B_p$ -t. Az ily módon koncentrálódott mágneses fluxuskötegekben a belső mágneses nyomás meghaladja a környező gáz nyomását, s lokális termikus egyensúly lévén a sűrűség a cső belsejében csökkenni kezd. Ennek eredményeképp a fluxuselemre hidrodinamikai felhajtóerő hat, mely hatására a fluxuscső megkezdí útját a felszín irányába. A felemelkedés során a külső nyomás csökkenésével a fluxuserősség is csökken. Ha az eredeti mágneses térerősség nem volt elegendően nagy, úgy a fluxuselemet a konvektív mozgások még a felszínre bukkanás előtt felemésztik. Ha azonban a kezdeti térerősség elegendően nagy, akkor a konvektív zónán keresztüljutva a fluxuscső képes a felszínre emelkedni.<sup>15</sup>

#### 1.4.1. Poláris foltok

Az aktív csillagok kutatásával kapcsolatosan az utóbbi másfél évtizedben a legnagyobb visszhangot kiváltó elképzelés a nagy kiterjedésű, pólusokhoz közeli foltok ideája volt. A *Doppler Imaging* technika (Vogt & Penrod 1983) elterjedésével számos olyan eredmény született, mely alapján a poláris foltok léte észlelési oldalról mostanra egészen bizonyosnak tűnik (pl. Vogt & Hatzes 1996, Strassmeier *et al.* 1998, stb.). Noha korábban nem volt világos, hogy milyen fizikai mechanizmus húzódik meg a Napon megfigyelt foltok pozíciójától annyira távoli poláris foltosodás mögött, mára a fizikai magyarázat is kezünkben van (Schüssler & Solanki 1992, Schüssler 1996), melyről az alábbiakban egy rövid áttekintést nyújtunk.

A csillag konvektív zónájának aljáról a felhajtóerő hatására a felszín felé induló fluxuselem dinamikáját a felhajtóerő ( $\mathbf{F}_B$ ) mellett a Coriolis erő ( $\mathbf{F}_C$ ) is befolyásolja

<sup>15</sup>a legújabb kutatási eredmények szerint az a fluxuselem, mely csavarodott, sokkal inkább képes a turbulens mozgásoknak ellenállva a felszínre jutni (Moreno-Inseris 1997)



(Choudhuri & Gilman 1987). Ha az előbbi dominál, úgy a fluxuselem közel radiális irányban tör a felszín felé, míg ha a Coriolis erő jut fő szerephez, a felemelkedés útja a rotáció tengelyével lesz megközelítőleg párhuzamos. Az (5)-ben felírt  $B_{eq}$  ekvipartíciós térerősséget felhasználva a két erőkomponens hányadosára a következő összefüggés írható fel (Schüssler & Solanki 1992):

$$\frac{|\mathbf{F}_C|}{|\mathbf{F}_B|} = \left(\frac{B_{eq}}{B}\right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \left(\frac{2}{R}\right), \quad (8)$$

ahol  $R$  a korábban már definiált Rossby szám. Mivel a felemelkedés sebessége az Alfvén sebesség ( $\nu_A$ ) nagyságrendjébe esik (Parker 1975), így az előbbi egyenlet a következőképpen írható:

$$\frac{|\mathbf{F}_C|}{|\mathbf{F}_B|} = \frac{2}{R_m}, \quad (9)$$

ahol  $R_m = \nu_A/(2H\Omega)$  a "mágneses" Rossby szám. Ez utóbbi egyenlet alapján felírható annak feltétele, hogy a felemelkedő fluxuselem radiális irányban törjön a felszínre: ahhoz, hogy a felhajtóerő dominanciája érvényesüljön, a mágneses térerősség értékének meg kell haladnia egy

$$B_{min} = 4H\Omega\sqrt{4\pi\rho_e} \quad (10)$$

értéket. Ha  $B$  kisebb ennél, a fluxuselem közel párhuzamosan mozog a rotáció tengelyével, a mágneses hurkok poláris vidékeken jelennek meg. A néhány nap periódusú aktív K törpékre  $B_{min}$  értéke közelítőleg  $10^6$  G. Egyelőre azonban nem ismert, hogy a mágneses dinamó miként lenne képes ekkora térerősség generálására. Az elméleti modellek alapján tehát inkább az valószínűsíthető, hogy a gyorsan rotáló hideg csillagokon a felszíni mágneses fluxus inkább a pólusokhoz közeli vidékeken koncentrálódik. Ez utóbbi kijelentést észlelési oldalról is egyre nagyobb számú közvetett bizonyíték támasztja alá.<sup>16</sup>

---

<sup>16</sup>a dolgozat egyik célja éppen ilyen bizonyítékok bemutatása a 2. és a 3. fejezetekben

## 2. Az aktív csillagok fotometriai vizsgálata

A foltos csillagok fénygörbéjén megjelenő jellegzetességek modellezése több évtizedes múlt-ra tekint vissza. Noha az évezred végéhez közeledvén az egyre jobb felbontású földi eszközök építésével és a modern űrtechnológia térhódításával elérhető közelségbe került a foltos csillagok felszínének direkt feltérképezése, sok esetben mégis a fotometriai foltmodellezés az egyetlen lehetőség az aktív csillagok vizsgálatára. Ráadásul, az olcsóságuk és megbízhatóságuk miatt elterjedt automata távcsövek (APT-k) használatával az évek során óriási mennyiségű fotometriai adat halmozódott fel, mely feldolgozása szintén a foltmodellezés feladata lesz.

### 2.1. A fotometriai foltmodellezés technikája

A többszín fotometriai észlelések alapján általánosságban megállapítható, hogy a jellegzetességekről legmeggyőzőbben a csillag felszínén található, változatos eloszlású és méretű hideg területek adnak számot. Egy gyakorlatilag végtelen távoli (tehát pontszerű) foltos gömbfelület által keltett rotációs eredetű fényváltozások modellezésének inverz problémájához matematikailag többféleképpen közelíthetünk. Lehetőség kínálkozik mind numerikus, mind analitikus eszközök alkalmazására, akár egymással párhuzamosan is (Strassmeier & Oláh 1992). A szükségszerű egyszerűsítő feltevések – így a foltos területek alakja, száma, eloszlása – tekintetében korántsem egységes a kép. Ennek megfelelően az évtizedek során több foltmodellezési "iskola" is kifejlődött. Az egyik általánosan elterjedt módszer – mely a következő szakaszban részletesen is ismertetésre kerül – a fényváltozásokat okozó sötét területeket néhány kör alakú foltal közelíti (Budding 1977). Az egyes modellező eljárások a kör alak mellett gyakorta használnak más egyszerűsítéseket: így pl. gömbi négyszögeket (Strassmeier & Oláh 1992, Dempsey *et al.* 1996, stb.), vagy aktív öveket (Eaton & Hall 1979), stb. Az utóbbi évtizedben elterjedt, csillagfelszínt feltérképező spektroszkópiai technikák (*Doppler Imaging* – Vogt & Penrod 1983; mágneses *Doppler Imaging* – Semel 1989) számos sikere ellenére a csillagfoltok morfológiája, belső struktúrája egyelőre kevésbé ismert. Jelenleg sincs meggyőző bizonyíték, vagy ellenérv a napfoltokhoz hasonló umbra-penumbra komponensek léteire csillagfoltokban. Ez az oka, hogy a csillagfoltok különböző interpretációs lehetőségei között megfér a többé-kevésbé homogénnek képzelt nagy kiterjedésű folt, a Nap-megfigyelésekből kölcsönzött, több kisebb foltból álló foltcsoport, de a csillagfelszín egy részére, vagy teljes egészére kiterjedő random eloszlású foltok ideája (Eaton *et al.* 1996) is.

#### 2.1.1. A foltok által okozott fényváltozások egy analitikus interpretációja

Mivel a jelen dolgozatban a Budding (1977) által kidolgozott matematikai modell került felhasználásra, a módszert ebben a szakaszban vázlatosan ismertetjük. Az idézett matematikai megközelítés mellett szól a kör egyszerű analitikus kezelhetősége, a szabad paraméterek korlátozott száma, továbbá az, hogy az észlelt foltos fénygörbék általában a

mérési pontosságon belül egy-két kör alakú folttal jól követhetők (Kövári & Bartus 1997), és nem utolsósorban az a tény, hogy a kör alak a napfoltok geometriájától legalábbis nem áll távol.

Arra a kérdésre keresünk hát választ, hogy miként hat a fénygörbe alakjára, ha egy fényes gömb felszínén egy sötét, kör alakú terület a rotáció következtében a látóirányhoz képest változtatja helyzetét. Tekintsünk első lépésben egy – a csillagunkkal együtt forgó –  $\xi\eta\zeta$  gömbi polárkoordináta-rendszert! A jobbsodrású rendszer  $\xi$  tengelye mutasson az egyenlítői síkban a 0 gömbi hosszúság irányába, a rotáció tengelye pedig legyen  $\zeta$ ! A folt középpontjának koordinátái a gömb felszínén  $\lambda$  hosszúsággal és  $\beta$  szélességgel írhatók le. A folt további geometriai és fizikai tulajdonságait a következő paraméterekkel jellemezhetjük:

- $\gamma$  - a folt sugarának középponti szöge;
- $i$  - az inklináció, azaz a rotáció tengelyének látóiránnyal bezárt szöge;
- $U$  - a csillag folttalannak feltételezett fényessége (rendszerint erre normálunk);
- $\kappa_w$  - a folt fluxusa a környező fotoszférához viszonyítva;
- $u$  - lineáris szélsőtétedési együttható.

Válasszuk a csillag sugarát egységnyiinek! Ekkor a  $\xi\eta\zeta$  rendszerben a folt középpontjának koordinátái rendre:

$$\xi_0 = \cos \lambda \cos \beta; \eta_0 = -\sin \lambda \cos \beta; \zeta_0 = \sin \beta. \quad (1)$$

Válasszunk most egy jobbsodrású  $xyz$  derékszögű koordinátarendszert, mely középpontja megegyezik a csillagével! Az  $x$  tengely legyen a látóirányra merőleges és menjen át a folt látóirányú vetületének középpontján, a  $z$  tengely pedig mutasson a megfigyelő irányába! A  $\xi\eta\zeta$  rendszerből az  $xyz$  rendszerbe a következő transzformációs egyenletekkel tudunk áttérni:

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \Psi & \sin \Psi & 0 \\ -\sin \Psi & \cos \Psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos i & 0 & -\sin i \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin i & 0 & \cos i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \Phi & -\sin \Phi & 0 \\ \sin \Phi & \cos \Phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi \\ \eta \\ \zeta \end{bmatrix}. \quad (2)$$

A folt koordinátái az  $xyz$  rendszerben  $(d', 0, z_0)$ , ahol

$$d' = d(1 - k^2)^{-1/2}, \quad (3)$$

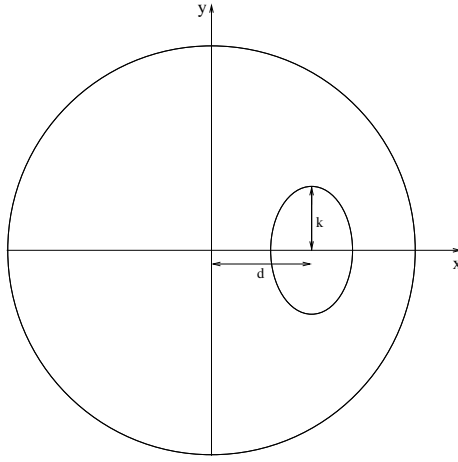
ahol  $k$  a folt sugara, azaz  $k = \sin \gamma$ ,  $d$  a folt és a diszk centrumának távolsága, (ld. a 2.1. ábrát!). A folt centrumának első és harmadik koordinátái nem függetlenek:

$$z_0^2 = 1 - d'^2, \quad (4)$$

amelyet összevetve a transzformációs egyenletekkel (2) kapjuk, hogy

$$z_0 = \cos(\lambda - \Phi) \cos \beta \sin i + \sin \beta \cos i. \quad (5)$$

Az eddigiek alapján már felírhatók azok az analitikus formulák (ún.  $\sigma$ -integrálok), melyek segítségével a folt okozta fényességcsökkenés viszonylag egyszerűen kiszámítható:



2.1. ábra: A kör alakú csillagfolt vetülete:  $k$  a látszólagos sugár,  $d$  a vetület (ellipszis) középpontjának távolsága a csillag centrumától.

- amennyiben a folt teljes körvonala látható, azaz  $d \leq 1 - k^2$ :

$$\sigma_0^0 = k^2 z_0, \quad (6)$$

$$\sigma_1^0 = \frac{2}{3} \left\{ 1 - \sqrt{1 - k^2} \left[ (1 - k^2) + \frac{3d^2 k^2}{2(1 - k^2)} \right] \right\}; \quad (7)$$

- ha a folt csak részben látszik, azaz, ha  $d > 1 - k^2$ :

$$\sigma_0^0 = \frac{1}{\pi} [\cos^{-1} s - s \sqrt{1 - s^2} + k^2 z_0 (\cos^{-1} \nu - \nu \sqrt{1 - \nu^2})], \quad (8)$$

$$\sigma_1^0 = \frac{2}{3\pi} \left\{ \cos^{-1} \left( \frac{\nu}{s} \right) + \frac{\sqrt{1 - k^2}}{2s} [k z_0 (3k^2 - 1) \sqrt{1 - \nu^2} - (2s(1 - k^2) + 3dk^2) \cos^{-1} \nu] \right\}; \quad (9)$$

ahol  $s = (1 - k^2)/d$  és  $\nu = (d - s)/kz_0$ .

A  $\sigma$ -integrálok segítségével felírhatjuk a szélsőtétedést is figyelembe vevő függvényt:

$$\sigma_c = \frac{3}{(3 - u)} [(1 - u)\sigma_0^0 + u\sigma_1^0], \quad (10)$$

amely alapján a fényességváltozás a következőképpen számítható:

$$l_c = U[1 - (1 - \kappa_w)\sigma_c(u, \gamma, z_0)]. \quad (11)$$

Ez utóbbi értelemszerűen alkalmazható azon esetekre, amikor egy csillagon több folt van, de mód nyílik arra is, hogy az összefüggéssel olyan kettősrendszereket modellezzünk, amelyeknek bizonyíthatóan mindkét komponense foltos (Kővári & Oláh 1996, Oláh & Kővári 1997a, 1997b).

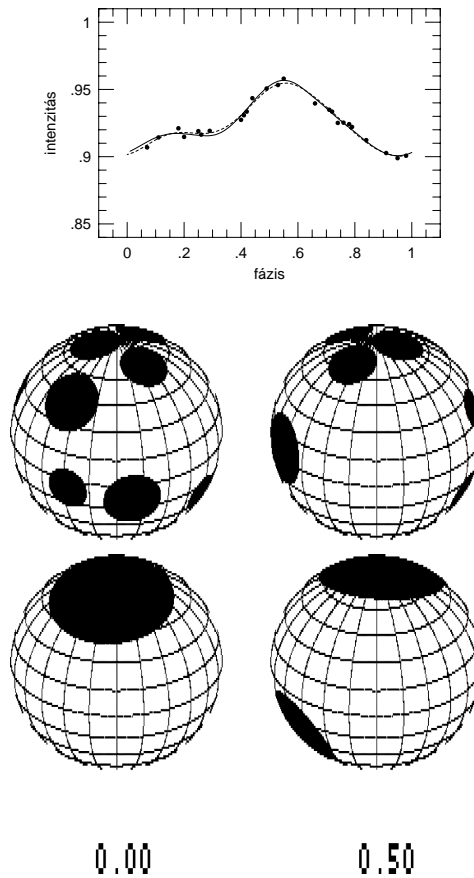
### 2.1.2. Az alkalmazott modellezési eljárás vizsgálata

Ahogy általában a mérési adatok feldolgozása során nem kerülhető meg az alkalmazott eljárások értékelése, úgy a fotometriai foltmodellezés területén sem maradhat el a folyamatba épített különböző algoritmusok, technikák vizsgálata és mindenekelőtt az alkalmazhatósági korlátok rögzítése. A hetvenes évek közepétől széles körben terjedő foltmodellezési eljárásokkal kapcsolatban kezdetektől fogva történtek lépések az egyes módszerek stabilitásának, az általuk szolgáltatott eredmények megbízhatóságának felderítésére (pl. Vogt 1981, Strassmeier 1988, Eker 1995, Kővári 1995). Az alább ismertetett analízis (Kővári & Bartus 1997) központi kérdésnek tekinti a fotometriai adatok szórásából eredő bizonytalanságot, nem feledkezve meg a reális mérési adatokban rejlő információ túlértékelésének veszélyéről. A teszteljárás gondolatmenete egyszerű: *a)* szintetikus fénygörbék előállítása ismert bemenő paraméterekkel; *b)* az észlelési adatok imitációja; *c)* az "észlelések" modellezése; *d)* a modelleredmények és a tényleges bemenő paraméterek összehasonlítása.

**2.1.2.1. A tesztelt kétfoltos modell érvényességi korlátai.** A tesztvizsgálatok elvégzése előtt szükségesnek tartjuk, hogy néhány – az eljárás keretét adó sarokpontot lerögzítsünk. Az egyik ilyen pontról, a kör alakú folt közelítésről a 2.1.1. szakaszban már szóltunk. A továbbiakban feltesszük, hogy a csillagon két folt (=aktív terület<sup>1</sup>) van. Erre a feltételre több okból is szükség van. Az egyik ok a fotometriai adatok túlértékelésének veszélye, hiszen a jelenlegi felbontási határ nem teszi lehetővé, hogy eldöntsük, vajon a fényváltozást sok-sok apró folt okozza-e, melyek eloszlása a Napon található aktív vidékekre emlékeztet, vagy néhány nagyobb homogén hideg terület van csupán a csillagon. A másik ok az előbbivel szoros kapcsolatban van: a tapasztalatok azt mutatják, hogy a foltos csillagok fénygörbéjének változásait rendszerint egy kétfoltos modellel az észlelési pontosságon belül kielégítően lehet követni. Ennek bizonyítékául a következő vizsgálatot végeztük el: a 2.1.1. szakaszban közölt analitikus összefüggések alapján tucatnyi szintetikus fénygörbét készítettünk, melyek mindegyike megfelelt egy-egy olyan csillagnak, mely felszínére tíz kör alakú foltot helyeztünk el véletlenszerűen, az átfedések lehetőségének kizárásával.<sup>2</sup> A programcsillagok inklinációja  $60^\circ$ , a foltok sugara  $10 - 20^\circ$  közötti random érték volt. A következő lépésben a fénygörbéken – ismét véletlenszerűen – kijelöltünk 25-25 pontot, és e pontokat szórással terheltük, mely értéke minden esetben kisebb volt, mint  $\pm 0,5\%$ . Ezután a tízfoltos konfigurációk által generált fénygörbék 25-25 pontját megpróbáltuk egy-egy kétfoltos konfigurációval közelíteni.

<sup>1</sup>A szakirodalomban gyakran találkozunk az *aktív terület* és a *csillagfolt* fogalmának keveredésével, összemosásával. Ennek oka érthető, hiszen a foltmodellezés során kényszerűségből meg kell elégednünk az "egy aktív terület=egy folt" közelítéssel. Mivel még nem ismerjük kellően a csillagfoltok belső szerkezetét, nem tudhatjuk, hogy akkor járunk-e el helyesen, ha a Napon megfigyelhető aktív vidékek analógiáján haladunk, s egy – a csillag felszínén található sötétebb területet több, kisebb foltcsoportból állónak képzelünk el, vagy inkább egyetlen nagy kiterjedésű homogén foltra gondolunk, mely a csillag felszínének akár negyedét is beboríthatja. Az azonban még ekkor is kérdéses, hogy hasonlít-e a folt belső szerkezete a napfoltokéra (umbrális és penumbrális fázisok), vagy sem. Egyelőre nem tudhatjuk, hogy mely feltételezés mennyire helytálló. Az alkalmazott egyszerűsítés védelmében azonban meg kell jegyezni, hogy minden bizonnyal nagyobb hibát követnénk el, ha a csillagfoltok felépítésével kapcsolatban olyan interpretációs spekulációkba bocsátkoznánk, amelyeket a jelenleg rendelkezésünkre álló mérési adatok és modellezési eljárások kellőképpen nem támasztanak alá.

<sup>2</sup>a fizikai realitás kérdését most félretesszük



2.2. ábra: Példa tízfoltos konfiguráció illesztésére két folttal. A felső panel a tíz véletlenszerűen elhelyezett folt által keltett rotációs fényváltozást mutatja (folytonos vonal), a pontok a szórással terhelt "észlelések", végül a szaggatott vonallal a kétfoltos illesztést jelöltük. Alul az eredeti tízfoltos csillag látható a helyettesítő kétfoltos konfigurációval két nézetben,  $180^\circ$  fáziseltolással. Figyeljük meg, hogy a felső panelen bemutatott, két folttal reprezentált modellillesztés mennyire jól tudja követni a tíz folt által okozott fényváltozást!

A 2.2. ábrán példaképpen bemutatjuk az egyik tesztcsillagot a rajta elhelyezett foltokkal, majd pedig a kétfoltos modelleredményt. Jól látható, hogy az eredeti tízfoltos görbét (az ábrán folytonos vonal) és a kétfoltos modellgörbét (szaggatott vonal) a hibasávon belül nem lehet megkülönböztetni. Megjegyezzük, hogy a 2.2. ábrán bemutatott eredményhez hasonlóan a többi esetben sem lehetett a hibasávon belül az eredeti és a modellgörbe között különbséget tenni. A vizsgálattal azt kívántuk szemléltetni, hogy egy olyan csillagról készített fotometriai "észlelés" (tehát reális, zajos adatsor), mely felszínén tíz folt van véletlenszerűen elhelyezve, ahhoz túl szegényes, hogy belőle az eredeti tízfoltos konfigurációt reprodukálni lehessen, hiszen már két foltal is megfelelő illesztés érhető el. Ráadásul, kettőnél több folt feltételezésével nemcsak a szabad paraméterek száma emelkedik, amivel az eredmény megbízhatósága is csökken, de a megoldás unicitását is elveszítjük, ha egyáltalán létezett. Hangsúlyoznunk kell azonban, hogy az a tény, hogy már a kétfoltos modell is kielégítően jó megoldást nyújt az észlelési adatokra, nyilvánvalóan nem azt jelenti, hogy a talált kétfoltos megoldás a tényleges konfigurációval egyező lenne. Arról van szó csupán, hogy egy működő modellt keresünk. Egyelőre még egyazon csil-

lagról szimultán végzett különböző észlelési technikák és modellezési eljárások eredményei is ellentmondásosak lehetnek. Mindazonáltal, a korábban már említett okok miatt jelen vizsgálat nem vállalkozhat a csillagokon található foltok pontos felszíni eloszlásának, továbbá belső szerkezetének feltárására, így a továbbiakban – mint működőképes feltételezést – az egyszerűsített kétfoltos modellt használjuk, a foltokon belül homogén fényességeloszlást feltételezve.

A tesztek megkezdése előtt azt is megvizsgáltuk, hogy az általunk használt egyenletes eloszlású szórás kép és a mérési adatok szórására jellemző Poisson-eloszlás mennyire tér el egymástól. A kapott eredmény szerint, a két eloszlástípust vizsgálva 95%-os konfidenciaszinten (tehát gyakorlatilag) nem állapítható meg különbség, amennyiben a kiválasztott pontok száma nem több, mint huszonöt. Így a hibák imitálásához a technikailag könnyebben kezelhető egyenletes eloszlást alkalmaztuk.

**2.1.2.2. A tesztcsillag fénygörbéinek előállítása.** A szintetikus foltos fénygörbék előállítása során az első pont a programcsillag fizikai paramétereinek helyes megválasztása. Hogy ne rugaszkodjunk el a valóságtól, az egyes mennyiségeket egy tipikus hideg törpecsillagra jellemző értékek szerint választottuk meg, így az effektív hőmérséklet,  $T_{eff} = 4500\text{K}$ , a foltok pedig ennél 500K-kal hidegebbek. A bemenő paraméterek végsősoron három csoportba foglalhatók:

- fizikai paraméterek: ide tartozik az effektív hőmérséklet ( $T_{eff}$ ), a fotoszféra és a folt fluxusaránya ( $\kappa_w$ ) és a szélsőtétedés ( $u$ ) értéke;
- geometriai paraméterek, tehát az inklináció ( $i$ ), a foltok asztrografikus hosszúsága, szélessége és sugara ( $\lambda_j, \beta_j, \gamma_j, j = 1, 2$ );
- végül a fotometriai zaj, amelyen jelen esetben egy maximális  $\pm\%$ -ban kifejezett hibasávot értünk, amelyen belül az észlelési pontok szóródnak.

Mára már köztudott, hogy a Nappal ellentétben a foltos csillagokon a pólusokon, vagy azokhoz közel gyakran jelennek meg foltok (ld. az 1.4.1. szakaszban). Az ilyen poláris foltok fejlődése (azok megjelenése, vagy éppen eltűnése) szabja meg hosszútávon az átlagos fényesség szintjének változását. Másrészt a rotációs moduláció többé-kevésbé jól reprezentálható a cirkumpoláris zónán kívül elhelyezkedő foltokkal. Foltos csillagok aktív vidékeinek vizsgálata során már több szerző is beszámolt poláris foltosodással egyidejűleg alacsony szélességeken megjelenő foltokról (pl. Strassmeier 1990, Saar *et al.* 1994, Kürster *et al.* 1994, Vogt & Hatzes 1996, Schüssler 1996, stb.). Így a tesztek során olyan foltkonfigurációt választottunk, amely egyik foltja az egyenlítőhöz közeli, a másik poláris. A 2.1. táblázat a foltparamétereket mutatja. Ebből a konfigurációból kiindulva a legkülönbözőbb célokra születtek az észleléseket imitáló adatok: az alap fénygörbét a 2.1.1. szakaszban részletezett összefüggések alapján állítottuk elő, melyből 25 "észlelési pont" került véletlenszerűen kiválasztásra. A pontokat ezután a kívánt értékű random szórással terheltük. Ezzel az eljárással a programcsillagunkról olyan észlelési adatsorokat kaptunk, mintha azok egy időszak alatt, de egymástól mégis függetlenül készültek volna, ily módon azok statisztikai vizsgálatokra alkalmasak.

2.1. táblázat: A tesztekhez felhasznált foltkonfiguráció

$\lambda_1$	$\beta_1$	$\gamma_1$	$\lambda_2$	$\beta_2$	$\gamma_2$
100°	20°	20°	220°	70°	30°

**2.1.2.3. A szintetikus fénygörbék visszamodellezése.** A generált adatsorok visszamodellezése a Levenberg-Marquardt (Press *et al.* 1988) módszer alapján készült illesztő algoritmus segítségével történt, s csupán a foltok koordinátái ( $\lambda_j, \beta_j, \gamma_j, j = 1, 2$ ) maradtak szabad paraméterek. Az "észlelés" és a modell hangolása a  $\chi^2$  értékének minimalizálásával folyik:

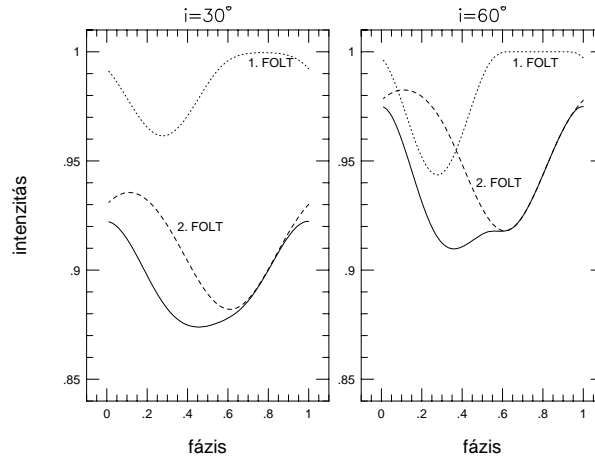
$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \frac{(l_{0i} - l_{ci})^2}{\Delta l_i^2}, \quad (12)$$

ahol  $l_{ci}$  az  $i$ -edik észlelési pont,  $l_{0i}$  az illesztett modellgörbe  $i$ -edik pontja,  $\Delta l_i^2$  pedig az adatokra jellemző szórásnégyzet. A tesztek egy részénél a rácspont-kereső ("grid") módszert is kipróbáltuk, azonban az eljárás sebességét leszámítva az eredményekben nem tapasztaltunk módszerfüggést.

A legtöbb esetben, a megoldások paramétertere korántsem konvex, így egy jó kezdőérték lényeges lépés a kereső eljárások sikeréhez, hogy több lokális minimumhely közül előkerüljön a tényleges megoldás. Kísérleti tapasztalatok szerint egy eredetileg kétfoltos konfigurációnál ideális esetben (zajmentes adatok, jó fázislefedettség) néhány "találgatással" eljuthatunk a valódi megoldáshoz, mely rendszerint szignifikánsan jobb a többinél. Ennek alapján a tesztek elvégzésének meggyorsítása érdekében abból a kvázi-optimális állapotból indultunk ki, amikor már az első próbálkozásokon túljutottunk, így rendelkezésünkre állhat egy-egy jónak mondható első közelítés. A kezdő foltparamétereket az eredetiektől nem túl messze, egy azok körüli  $\pm 10^\circ$  intervallumból véletlenszerűen választottuk ki, ezáltal elkerültük a rossz kezdőértékek használatából eredő hibákat. További hibalehetőség a fizikai paraméterek (szélsötétedés értéke, a felszíni- és folthőmérséklet, a folttalan fényesség értéke) bizonytalansága. Éppen ezért a foltmodellezési eljárás kezdetekor a szélsötétedés és a felszíni hőmérséklet értékét  $\pm 5\%$ , a hőmérséklet értékeket  $\pm 100\text{K}$  hibával vettük számításba, ily módon próbálván figyelembe venni az egyes légkörmodellek (pl. Buser & Kurucz 1992, vagy a feketetest-közelítés) különbségeit, illetve a folthőmérséklet becslés bizonytalanságát. A becsült folttalan fényesség, mint egy igen lényeges hibaforrás, külön vizsgálat tárgya, mely részleteiről és eredményéről még e fejezetben szólunk.

Amint azt korábban már említettük, a tesztvizsgálatok statisztikai jellegűek. Ennek megfelelően a fénygörbék generálása során azonos kiindulási paraméterek mellett, tehát azonos fizikai paraméterek felhasználásával, azonos inklinációval és azonos fotometriai szórásértékkel (melyet természetesen mindig más-más 25 pont reprezentál), de egymástól függetlenül 50-50 "észlelt fénygörbe" született. Ezen adatsorokon mindannyiszor lefuttattuk a modellező algoritmust. A foltparaméterek terében végzett minimumhely keresés, tehát a modellezési eljárás outputja a hat foltkoordináta:  $\lambda_j, \beta_j, \gamma_j, j = 1, 2$ ,





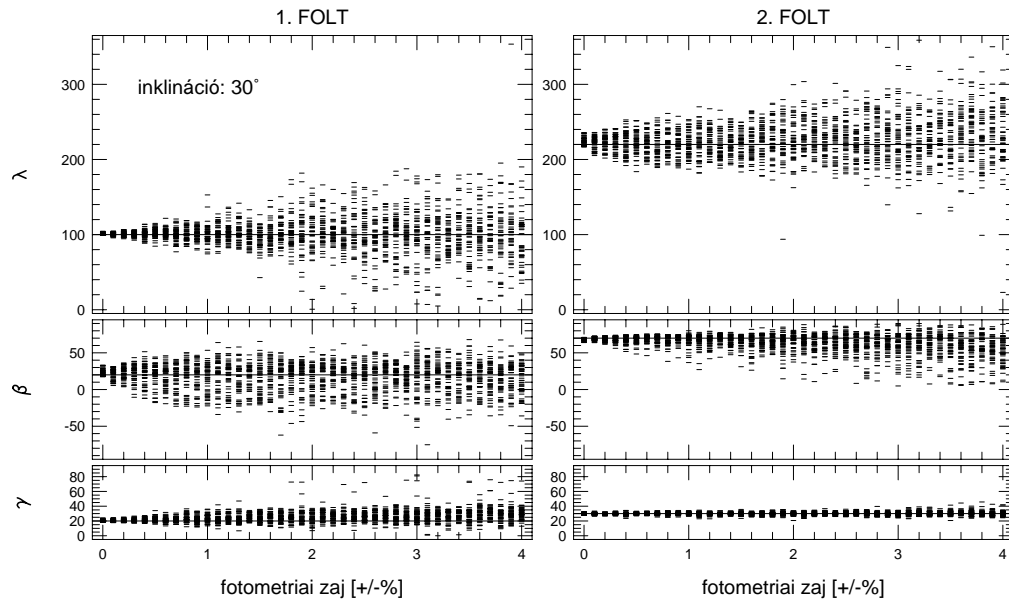
2.3. ábra: Az alap fénygörbék két ( $30^\circ$  és  $60^\circ$ ) inklinációval. A pontozott vonal az alacsony szélességen elhelyezkedő folt (1. FOLT) miatti fényességvesztést jelöli, a szaggatott vonal pedig a poláris foltnak (2. FOLT) felel meg. A folytonos vonal az összegzett fényességvesztést mutatja.

melyek az eredeti értékekhez képest a felsorolt lehetséges hibák függvényében bizonyos mértékű szórást mutattak. Ezen felül az 50-50 független esetből már az egyes hibák kedvezőtlen egymásra halmozódásának hatása is felmérhető.

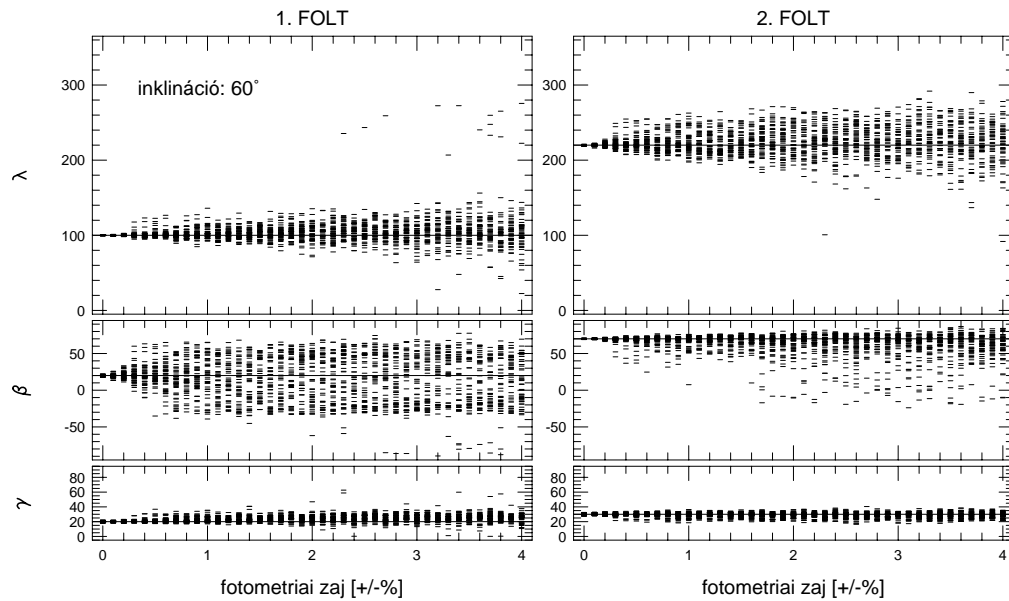
### 2.1.3. A tesztvizsgálatok eredménye

**2.1.3.1. A fotometriai zaj hatása a megoldásokra.** Elsőként azt vizsgáltuk, miként hat a fotometriai zaj az eredmény kimenetelére. Az inklináció szögét először  $30^\circ$ -on, majd  $60^\circ$ -on rögzítettük. Ebből arra szerettünk volna választ kapni, hogy az inklináció miként befolyásolja a geometriai foltparaméterek stabilitását. Ha egy pillantást vetünk a 2.3. ábrára, láthatjuk, hogy alacsony inklináció esetén (baloldali panel,  $i = 30^\circ$ ), ugyanazokkal a foltparaméterekkel készített fénygörbe alakja simább, a minimumok sekélyebbek, az egyes foltoknak megfeleltethető hullámok könnyen összemosódnak, mint amikor az inklináció szöge nagyobb, jelen esetben  $60^\circ$  (jobboldali panel). Várható, hogy az első esetben a foltmodellezés stabilitása is kedvezőtlenebb lesz. Magas inklinációnál az egyes foltoknak megfeleltethető hullámok karakteresebben jelennek meg a fénygörbén, így várhatóan a megoldás is jobban elkülönül az egyéb, még esetleg lehetséges megoldásoktól, a modellezés végeredményben stabilabb.

A 2.4. ábra a  $30^\circ$  inklinációra elvégzett teszteket mutatja. Az egymás alatt elhelyezkedő panelek a modellezés eredményeként kapott különböző foltkoordinátákat ( $\lambda_j, \beta_j, \gamma_j, j = 1, 2$ ) mutatják mindkét foltra külön-külön (minden egyes fotometriai hibaküszöbnél 50-50 értéket). Az eredeti foltparamétereket a megfelelő panelekben vízszintes vonal jelöli. Az ábrán jól látható, hogy miként romlik a fotometriai zaj növekedtével a foltmodellezés (az eredményként kapott foltparaméterek) stabilitása. A két folt elhelyezkedéséből eredően is különbségek figyelhetők meg: ha a zaj,  $\delta_{phot} < \pm 1,5\%$ , alacsonyabb szélességeken (1. FOLT) a folt asztrografikus hosszúsága stabilabban visszamodellezhető, mint egy olyan folt esetében, mely közel esik a csillag pólusához (2. FOLT). Ugyanakkor az is megfigyelhető, hogy minél alacsonyabb szélességen jelenik meg a folt, annál bizonytalanabb a modellezés során a szélesség érték, és természetesen, az azzal



2.4. ábra: A  $30^\circ$  inklináció mellett generált szintetikus adatok újramodellezése egyre növekvő fotometriai zaj függvényében. Eredményként 50-50 modell-paraméterkészlet ( $\lambda_j, \beta_j, \gamma_j; j = 1, 2$ ) született minden egyes fotometriai zaj értékhez. A kapott paraméterek mindegyikét egy-egy rövid vízszintes szakasszal jelöltük. Az ábra baloldali paneljei az alacsony szélességen elhelyezett folt (1. FOLT) visszamodellezésének eredményeit mutatják, míg a jobboldali panelek a pólusközei foltoknak (2. FOLT) megfelelőket. Az eredeti foltparamétereket vízszintes folytonos vonalak jelölik.



2.5. ábra: A  $60^\circ$  inklináció mellett generált szintetikus adatok újramodellezése egyre növekvő fotometriai zaj függvényében (a szimbólumrendszer megegyezik a 2.4. ábrán használttal).

erősen korrelált foltméret (amire a Levenberg-Marquardt eljárás mellékeredményeként kapott lineáris korrelációs koefficiensek is utaltak). Amint a zaj  $\pm 1\text{-}2\%$  fölé nő, az eredmény instabillá, a modellezési eljárás pedig megbízhatatlanná válik (az ábrán látható, hogy egyes vonalakak mennyire eltávolodnak az eredeti foltparaméterektől).

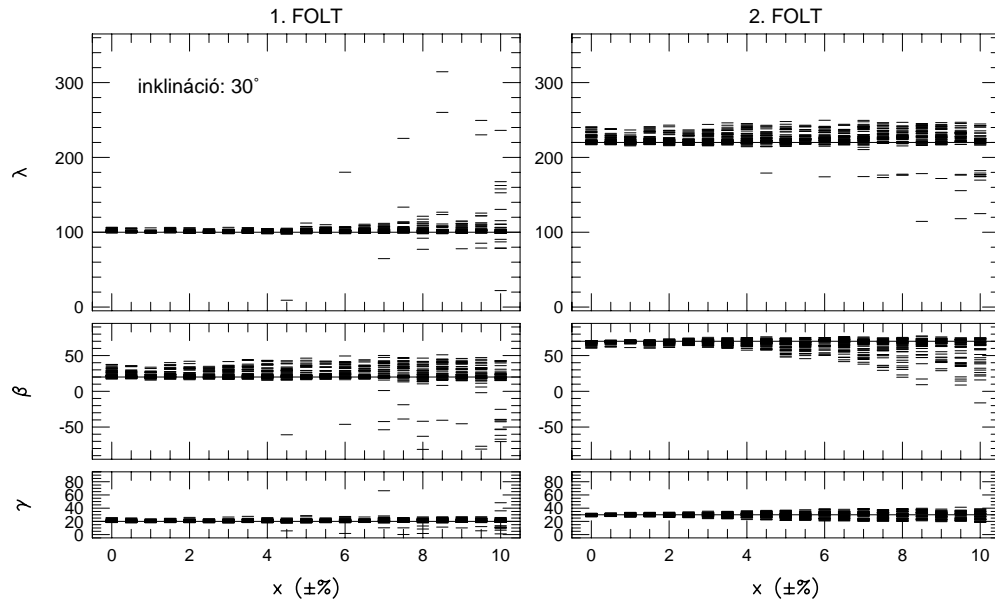
Nem látható lényeges különbség a foltok asztrografikus szélességkoordinátáinak stabilitása tekintetében, ha az inklinációt  $60^\circ$ -ra állítjuk (2.5. ábra). Amit azonban érdemes kiemelni, az a stabilitás jelentős javulása kis ( $< 0,5\%$ ) fotometriai zaj esetén. Megfigyelhető, hogy nulla zajhoz közel a foltparaméterek egy igen keskeny, kb.  $2 - 3^\circ$  szélességű hibasávon belül maradtak, amit  $30^\circ$ -os inklináció esetén nem tapasztalhatunk. Nagyobb zajértékeknél a foltok hosszúsági koordinátái jóval kevésbé szórnak, mint azt  $i = 30^\circ$  esetén láttuk, a többi paraméter azonban hasonlóképpen instabillá válik. Az eredmények ismeretében nem lehet eléggé hangsúlyozni a fotometriai pontosság szerepét: pontatlan mérési adatokra támaszkodva nem kaphatunk "szavahihető" (tehát hasznosítható) modelleredményeket.

**2.1.3.2. A foltatlan fényesség hibája.** Az eddigi tesztekben egy lényeges hibaforrást, a csillag foltatlan állapotához tartozó fényesség értékének bizonytalanságát nem vettünk számításba.<sup>3</sup> Ebben a részben megkíséreljük megbecsülni, miként hat a foltatlan fényesség szintjének hibás megválasztása az eredményül kapott foltparaméterekre.

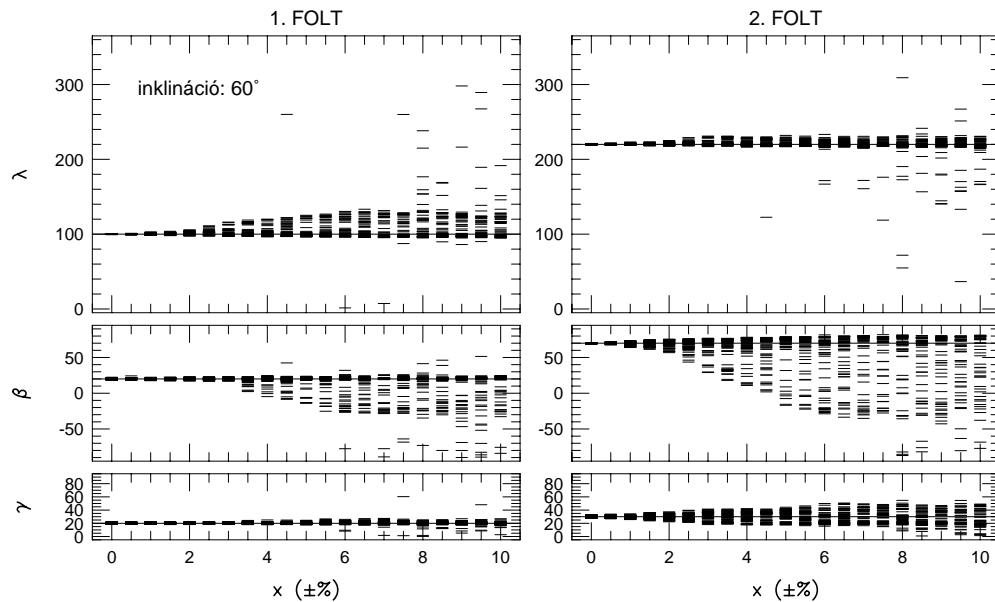
Elsőként induljunk ki abból az idealizált helyzetből, amikor a fotometriai méréseinket nem terheli zaj! Az előzőekben leírtak szerint előállított fénygörbéinket ezúttal egy  $(1 + x)$  alakban írható tényezővel szoroztuk meg, melyben  $x$  egy hibahatárnak felel meg. Ezáltal fénygörbéink a referenciaszinthez képest véletlenszerűen eltolódtak, amely a visszamodellezés során – a foltatlan fényesség szintjét továbbra is egységnek feltételezve – a viszonyítási szint hibájaként jelentkezik.  $x$  értékét  $0\%$ -tól  $\pm 10\%$ -ig változtattuk (ez utóbbi egy  $M_V = 7,^m0$  fényességű csillagnál kb.  $\pm 0,^m1$ -nak felel meg). A modellezés után az eredményül kapott foltkoordinátákat a szokott módon ábrázoltuk: a 2.6. ábrán  $30^\circ$ -os, a 2.7. ábrán pedig  $60^\circ$ -os inklinációt feltételezve. A kisebb inklináció esetén többé-kevésbé konstans hibát tapasztalunk, függetlenül  $x$  értékétől.  $i = 60^\circ$ -nál az iterált foltparaméterek igen komoly szórást mutatnak, amennyiben  $x > \pm 3\text{-}5\%$ .

Az előzőekben csupán a foltatlan fényesség hibájának hatását vizsgáltuk, s eltekintettünk az egyéb hibaforrásoktól. Hogy a valósághoz jobban közelítsünk, a következő teszt során  $x$  értékét  $\pm 5\%$ -on rögzítettük, s a fotometriai zajt változtattuk  $0\%\text{-}\pm 4\%$ -ig. Az eredményeket a 2.8. és a 2.9. ábrákon mutatjuk be, ismét  $30^\circ$  ill.  $60^\circ$  inklináció mellett. A 2.6., 2.7. ábrák és a 2.8., 2.9. ábrák megfelelő paneleit összehasonlítva megállapítható, hogy a foltatlan fényesség hibája jelentős mértékben megnöveli a modellezési eljárás bizonytalanságát. Az inklináció szöge kismértékben befolyásolja az eredményt a 2.6. és 2.7. ábrákkal kapcsolatban leírtak szerint. Az ábrák alapján úgy tűnik, a legjelentősebb hibaforrás a foltatlan fényesség becslésének hibája, melyben akár félszázad magnitúdós tévedés ( $\pm 5\%$ ) is drasztikusan leronthatja az eredmények megbízhatóságát.

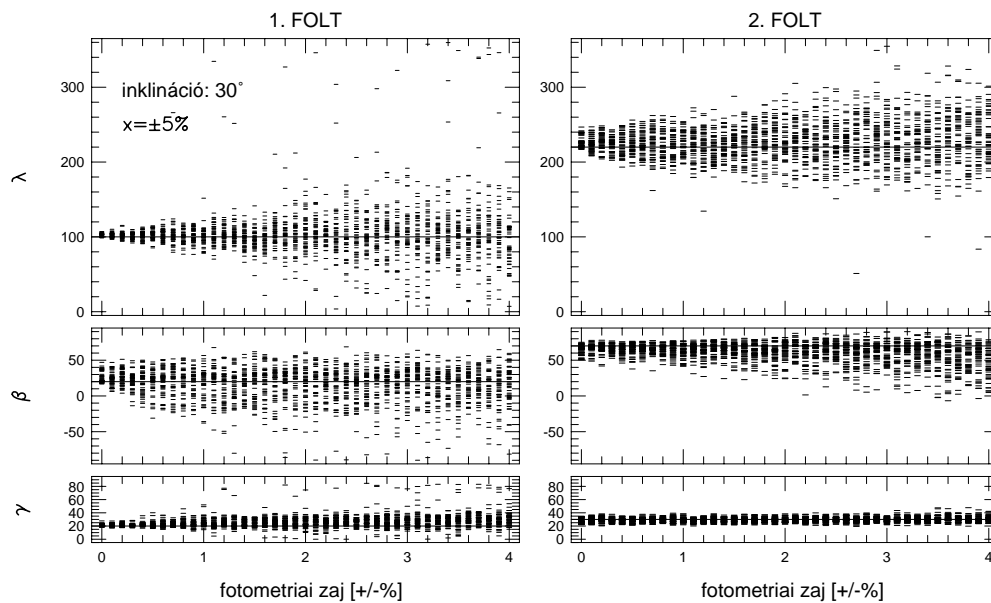
<sup>3</sup>a referenciaszintként használt foltatlan fényességet eddig egységnyiinek választottuk



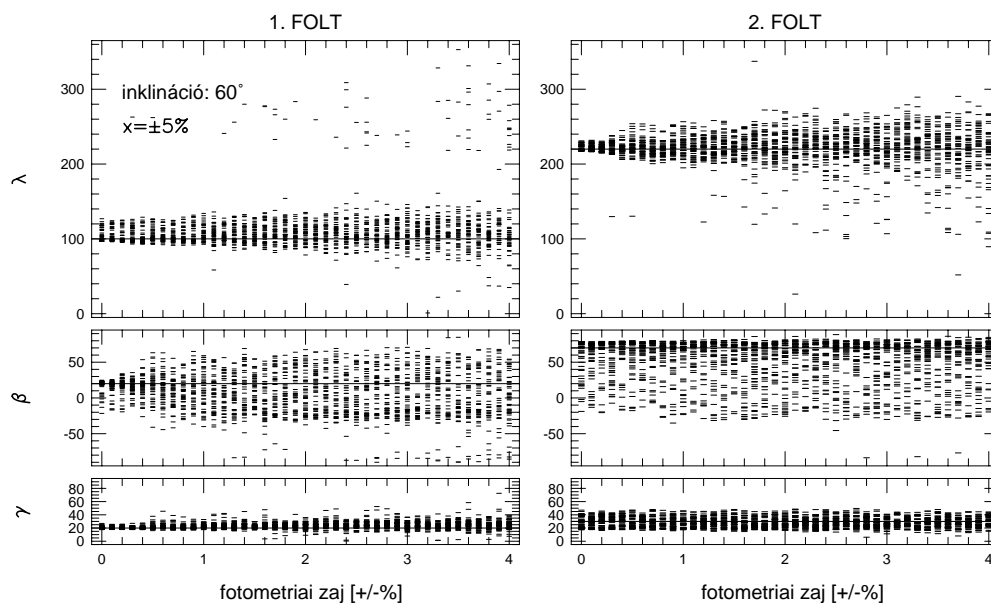
2.6. ábra: A  $30^\circ$  inklináció mellett generált szintetikus adatok újramodellezése bizonytalan foltalan fényességértéket  $(1 + x)$  feltételezve. A vízszintes tengelyeken  $x$ , a bizonytalanság növekvő értéke látható. Ezúttal a fotometriai zaj értékét nullának választottuk.



2.7. ábra: Mint a 2.6. ábrán, de  $i = 60^\circ$  inklinációval.



2.8. ábra: Minden megfelel a 2.4. ábránál leírtaknak, kivéve, hogy ezúttal a folttalan fényesség hibáját is figyelembe vettük  $x = \pm 5\%$ -kal.



2.9. ábra: Mint a 2.5. ábra, de esetben a folttalan fényesség hibáját is figyelembe vettük  $x = \pm 5\%$ -kal.

**2.1.3.3. A pontatlanul becsült inklináció hatása.** Ezúttal az a célunk, hogy megbecsüljük, mit okoz, ha az inklináció szögét rosszul ismerjük. Ehhez azokat az eddigi tesztekhez előkészített szintetikus fénygörbéket használtuk, amelyek ideálisan pontos méréseket utánoznak. A visszamodellezés során szándékosan  $10^\circ$ -kal eltértünk az inklináció eredeti értékeitől, tehát  $30^\circ$  helyett  $20^\circ$  ill.  $40^\circ$ -ot,  $60^\circ$  helyett pedig  $50^\circ$  ill.  $70^\circ$ -ot tételeztünk fel. Az eredményeket az alábbiakban foglaljuk össze:

$-i_{orig} = 30^\circ$ :  $20^\circ$ -ot feltételezve ( $i_{estim} = 20^\circ$ ) igen komoly szisztematikus eltérést tapasztaltunk a foltok szélességi koordinátaiban és a hozzá erősen kötött foltméretben. A szélességek az eredetiekhez képest alacsonyabb értékek felé mozdultak, míg az egyenlítőhöz közelebb eső folt (1. FOLT) mérete jelentősen növekedett. Ellentétes értelmű és némileg csekélyebb eltolódás figyelhető meg abban az esetben, amikor az inklinációt  $10^\circ$ -kal felülbecsültük ( $i_{estim} = 40^\circ$ ).

$-i_{orig} = 60^\circ$ : Amint az eredeti inklináció értéke  $30^\circ$ -ról  $60^\circ$ -ra változott, a  $10^\circ$ -os tévedés hatása az iterált foltparaméterekre jelentősen lecsökkent. Az átlagos eltérések  $\pm 5 - 10^\circ$ -on belül maradtak mind a  $\beta$  szélesség, mind pedig a  $\gamma$  foltméret tekintetében.<sup>4</sup>

A rosszul megválasztott inklináció okozta – a folt szélességében jelentkező szisztematikus hibát más módon is megbecsülhetjük. Ehhez először írjuk fel a folt normálisa és a látóirány által bezárt  $\Psi$  szöget, amely az  $i$  inklináció, a  $\beta$  folt szélesség és a  $\phi$  fázisszög függvénye:

$$\cos \Psi(i, \beta, \phi) = \sin \beta \cos i + \cos \beta \sin i \cos \phi. \quad (13)$$

Ha eltekintünk a szélsőtévedés hatásától, valamint attól, hogy foltunk valójában egy gömbfelületből lemetezett rész, tehát a gömb sugarához képest kis méretű sík körlemez képezzük, továbbá  $i$ -ben és  $\beta$ -ban csak kis változásokat engedünk meg, úgy a következő egyszerű összefüggésre jutunk:

$$\tan i / \tan \beta = \text{const}. \quad (14)$$

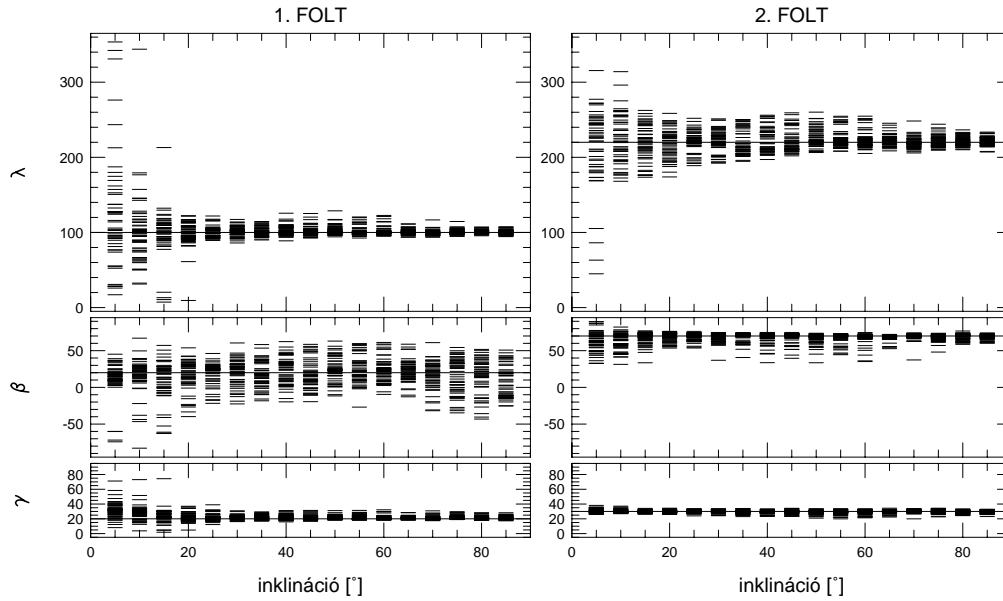
A 2.2. táblázat a visszamodellezéssel meghatározott (*mod*) és az iménti összefüggéssel kiszámított (*calc*) szélességértékeket mutatja mindkét foltra.<sup>5</sup>

2.2. táblázat: A rosszul becsült (*estim*) inklináció hatása a folt  $\beta$  szélességére. A táblázatban feltüntetettük a (14) összefüggés alapján számított (*calc*) és a teszt-fénygörbék segítségével modellezett átlagos (*mod*)  $\beta_j$  folt-szélesség értékeket.

$i_{orig}$	$i_{estim}$	$\beta_1$	$\beta_1^{calc}$	$\beta_1^{mod}$	$\beta_2$	$\beta_2^{calc}$	$\beta_2^{mod}$
$30^\circ$	$20^\circ$	<b><math>20^\circ</math></b>	$13^\circ$	$19^\circ$	<b><math>70^\circ</math></b>	$60^\circ$	$49^\circ$
	$40^\circ$		$28^\circ$	$36^\circ$		$76^\circ$	$73^\circ$
$60^\circ$	$50^\circ$	<b><math>20^\circ</math></b>	$14^\circ$	$13^\circ$	<b><math>70^\circ</math></b>	$62^\circ$	$64^\circ$
	$70^\circ$		$30^\circ$	$33^\circ$		$77^\circ$	$72^\circ$

<sup>4</sup>Itt jegyezzük meg, hogy abban az esetben, amikor nem az ideálisan pontos méréseken végeztük el a modellezést, úgy kb.  $\pm 2\%$ -os fotometriai zaj felett az iterált foltparaméterekben jelentkező – a félrebecsült inklináció okozta – hibát a fotometriai zaj hatása teljesen felülmúlta.

<sup>5</sup>Noha a kétféle eredmény azonos értelmű elmozdulásokat mutat, a számértékekben némi különbség van. Ennek oka elsősorban a folt méretére vonatkozó egyszerűsítő feltevésben keresendő.



2.10. ábra: Az iterált foltparaméterek a változó inklináció függvényében. A poláris folt (2. FOLT) láthatóan pontosabban modellezhető, mint az egyenlítőn levő (1. FOLT).

**2.1.3.4. Az inklináció korlátozó szerepe a foltmodellezés stabilitásában.** Az eddigi vizsgálatok alapján, melyek párhuzamosan  $30^\circ$  ill.  $60^\circ$ -os inklináció feltételezésével zajlottak, már nyerhettünk némi bepillantást arra vonatkozóan, miként befolyásolja a foltparaméterek stabilitását, hogy alacsony, vagy magas az inklináció értéke. Ezt a képet teszi teljessé a következő teszt.

Az ehhez a vizsgálathoz alkalmas teszt-fénygörbék előállításakor a fotometriai zaj értékét  $\pm 0,5\%$ -on rögzítettük, az inklináció értékét pedig  $5^\circ$ -tól  $85^\circ$ -ig  $5^\circ$ -onként változtattuk. (A foltatlan fényesség szintje ismét egységnyi.)

A teszt-fénygörbék visszamodellezésének eredménye a 2.10. ábrán látható. Ezúttal is 50-50 modell született minden inklináció értékhez, egymástól függetlenül. Az ábra paneljein a vízszintes tengelyekre az inklináció került, míg a függőleges tengelyekre továbbra is az egyes foltparaméterek. Az asztrografikus hosszúságértékek tekintetében annyi látszik, hogy a pólushoz közel fekvő folt (2. FOLT)  $\lambda$  értékei valamivel nagyobb bizonytalanságot mutatnak. Az eltérés sokkal hangsúlyosabb, ha a szélesség értékeket tekintjük: az egyenlítőhöz közelebb eső folt (1. FOLT) szélességmeghatározása jóval bizonytalanabb. Hasonlóképpen elmondható ugyanez a foltok méretének meghatározásáról is, bár a különbség már nem oly számottevő. Alacsony ( $i < 20^\circ$ ) inklináció értékek esetén azonban a foltok paramétermeghatározása – függetlenül attól, hogy mely foltról van szó – teljesen instabillá válik.

**2.1.3.5. Összefoglalás.** Tesztvizsgálatokkal kimutattuk, hogy a fotometriai zaj jelentősen befolyásolja a foltmodellezési eljárás stabilitását. Megbecsültük továbbá a csillag foltatlan fényességének bizonytalanságából és egyes geometriai kötöttségekből eredő hibák nagyságát is. Tapasztalatainkat az alábbiakban foglaljuk össze:

1. Úgy tűnik, reális körülmények között általános esetben a foltos csillagok fénygörbéi nem tartalmaznak elegendő információt ahhoz, hogy a – minden bizonnyal bonyolultabb – eredeti foltkonfigurációt egyértelműen visszaadhassák.
2. Bár az elvégzett tesztek nyilvánvaló egyszerűsítéssel, egy kétfoltos modell feltételezésével zajlottak, a szimulációkból így is kiderült, hogy a különböző hibaforrások együttesen lényegesen leronthatják az eredmények megbízhatóságát.
3. A minimumkereső algoritmus megválasztása (a Levenberg-Marquardt eljárás, vagy a *grid* módszer) nem okozott az eredményekben jelentkező különbséget, csupán az előbbi volt lényegesen (kb. egy nagyságrenddel) gyorsabb.
4. Alacsony inklináció ( $i < 30^\circ$ ) esetén, még pontos mérések használata mellett is bizonytalan a foltok asztrografikus szélességének és az ahhoz szorosan kötött másik foltparaméternek, a folt méretének meghatározása.
5. Magasabb inklináció ( $i = 60^\circ$ ) mellett, pontos ( $\delta_{phot} \approx \pm 0,^m002 - 0,^m005$ ) fotometriai mérések birtokában a foltparaméterek néhány fokos hibával visszamodellezhetők. Ugyanakkor a fotometriai pontosság csökkenésével ( $\delta_{phot} \geq \pm 1\%$ , vagyis kb.  $0,^m01$ ) a foltok pozíciójának (főként a szélességértéknek) és a foltok méretének meghatározása instabillá válik.
6. A folttalannak feltételezett csillag fényességének néhány század magnitúdós hibája lehet a leglényegesebb hibaforrás, mely drasztikusan lerontja az eredmények megbízhatóságát.
7. Minél alacsonyabb a csillag eredeti inklinációjának értéke, annál nagyobb szisztematikus hibához vezet a foltparaméterek ( $\beta, \gamma$ ) meghatározásában a rosszul megbecsült inklináció használata.
8. Alacsonyabb inklináció esetén ugyanakkora fotometriai zaj relatíve nagyobb hibát okoz a foltparaméterekben. A folt által keltett fotometriai hullám pozícionálása ( $\lambda$ ) lényegesen nehezebbé válik, így érthetően a foltmodellezés bizonytalansága is nő.<sup>6</sup>

#### 2.1.4. A foltatlan fényesség becslése

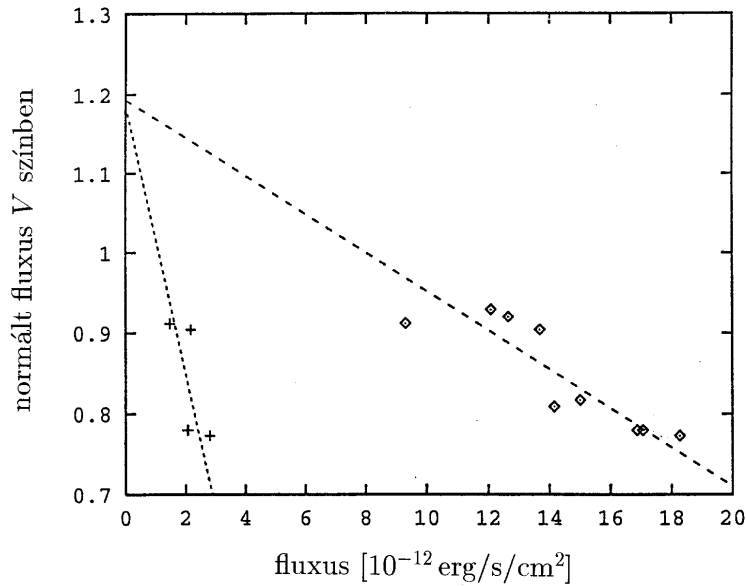
Amint az a fotometriai foltmodellezési eljárás tesztvizsgálatai (2.1.3. szakasz) is tükrözték, a modelleredmények megbízhatósága szempontjából döntő fontosságú lehet, hogy mennyire pontosan ismerjük a vizsgált csillag folttalannak feltételezett állapotához tartozó fényességét (Kövári & Bartus 1997). Jelen fejezetben hosszabb időskálájú fotometriai adatsorokra támaszkodva megkíséreljük meghatározni a foltatlan fényesség értékét, számbavéve az ismertetett eljárás lehetséges buktatóit.

A fotometriai foltmodellezés kezdeteitől fogva komoly probléma a foltatlan fényesség szintjének meghatározása. Egyesek a felvett fénygörbe lokális maximumát használják

---

<sup>6</sup>ugyanakkor meg kell jegyezni, hogy  $90^\circ$ -hoz közeli inklináció a csillag északi és déli féltekéjének invarianciája miatt válik a foltparaméterek (elsősorban  $\beta$  és  $\gamma$ ) meghatározása bizonytalanná



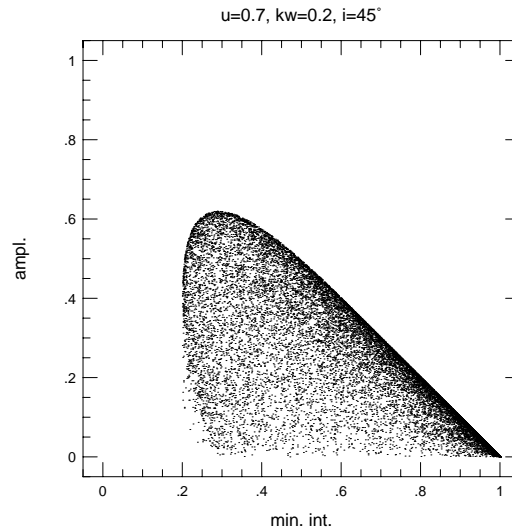


2.11. ábra: A HK Lac-ról a  $V$  fotometriai sávban mért fluxus a  $\text{Mg II } h + k$  vonalán mért fluxus (négyyszögek) és az IUE SWP tartomány integrált fluxusa (keresztek) függvényében (Oláh *et al.* 1992). A szerzők a  $V$  értékeket a valaha mért legfényesebb értékre,  $V = 6^m70$ -ra normálták. Az ábra azt sugallja, hogy a csillagot eddig mindig foltos állapotában észlelték.

referencia szintként (pl. Rodonò *et al.* 1986, Oláh *et al.* 1991, stb.), míg mások a csillag valaha észlelt legfényesebb állapotát tekintik "folttalannak" (pl. Strassmeier & Oláh 1992, Kövári & Oláh 1996, Dempsey *et al.* 1996, stb.). Mindazonáltal, még ez utóbbi módszer sem jelent bizonyosságot arra vonatkozóan, hogy legfényesebb állapotában a csillag valóban folttalan. Nehéz a foltosodás abszolút mértékéről úgy beszélni, hogy közben nem ismerjük a csillag valódi folttalan fényességét. Célunk tehát, hogy ezt az alapvető paramétert minél pontosabban megbecsüljük. Mindenekelőtt azonban nulladik axiómaként el kell fogadnunk, hogy a vizsgált esetekben a folttalan fényesség szintje emberi léptékkal mérhető időintervallumon belül nem változik, hiszen a probléma felvetése értelmét veszti, ha a rotációs fényváltozások T Tauri-szerű jegyekkel<sup>7</sup> párosulnak (Kuhi & Cram 1989). Jelen vizsgálatban kizárjuk ennek lehetőségét, vagyis a folttalan fényesség szintjét időben állandónak tekintjük.

Célunk, hogy csillagunkat valahogyan foltok nélküli, inaktív állapotában láthassuk. Erre tettek kísérletet a 2.11. ábrán Oláh *et al.* (1992) a HK Lac  $\text{Mg II } h + k$  vonalfluxusát vizsgálva a  $V$  fényesség függvényében. Tudvalevő, hogy a  $\text{Mg II } h + k$  vonalai az aktivitás indikátorai, jogos tehát az az elgondolás, hogy az ábra abszcisszáján extrapolációval kijelölt pont, amelyhez nulla magnézium-fluxus tartozik, egyben a csillag nulla aktivitású (tehát folttalan) állapotát is jelenti. Hasonló gondolatmenetet követve pusztán fotometriai észlelésekre támaszkodva is megkísérelhető a folttalan állapothoz tartozó fényesség becslése. Hosszabb időskálákat alapul véve a foltos csillagok esetében a fotometriai hullám amplitúdója és a fényesség átlagos szintje között a következő heurisztikus kapcsolat fedezhető fel: minél nagyobb a hullám amplitúdója, annál halványabb a csil-

<sup>7</sup> mikor a csillag háborítatlan fotoszférájának fényessége időben nem állandó



2.12. ábra: A szimulációk eredménye: a mintegy tízezer véletlenszerűen generált foltkonfiguráció fénygörbéinek megfelelő pontok a minimum intenzitás – amplitúdó diagramon egy jól definiálható tartományt rajzolnak ki.

lag átlagfényessége. Ez egyrészt könnyen érthető, hiszen a nagy amplitúdóhoz a csillag halványabb és fényesebb hemiszférái között nagy fényességbeli különbség szükséges, amely miatt természetesen az átlagfényesség is kisebb. Amennyiben pedig minimális a foltos terület a csillagon, minimális lesz az amplitúdó, és egyúttal a csillag fényessége is közel lesz a foltatlan szinthez. Másrészt azonban nem ritka az olyan foltkonfiguráció, amelyhez minimális, vagy éppen nulla fotometriai amplitúdó tartozik, a csillagon mégis nagy foltos területek találhatók: gondoljunk a poláris vidékek foltosodására, amelyre számtalan esetben találhatunk példát. Számunkra azonban azok az esetek nyújtanának segítséget, amikor adott fényességértékhez a lehetőség szerinti maximális amplitúdó tartozna. Ezen eseteket reprezentáló pontok tartóegyenese<sup>8</sup> az amplitúdó-fényesség diagramon megmutathatná, mely érték felel meg a csillag foltatlan állapotának.

**2.1.4.1. Szimulációs modelledmények.** A következőkben szimulációk segítségével azt vizsgáljuk, hogyan kaphatjuk meg adott fényességszinthez a maximális amplitúdót. Ehhez képzeljünk magunk elé egy világító gömböt, melyre véletlenszerűen tetszőleges számú és méretű sötét foltot helyezünk! A gömböt adott inklinációjú tengely körül megforgatjuk, majd rögzítjük a kapott fénygörbe amplitúdóját és a fénygörbe minimumát.<sup>9</sup> A szimulációs eljárást többezerszer ismételve a 2.12. ábrán látható alakzathoz jutunk (a foltatlan fényességet jelen esetben egységnyiinek választottuk, a foltintenzitás a foltatlan fényesség 20%-a, a szélsőtétedési együttható 0,7, az inklináció pedig 45°). A kapott értékpárok a minimális fényesség-amplitúdó diagramon egy jól körülhatárolt korlátos részben helyezkednek el, melyet egyenes szakaszok és egy görbe határol. Az alakzat bal oldalán elhelyezkedő függőleges határoló szakasz azon eseteket reprezentálja, amikor a

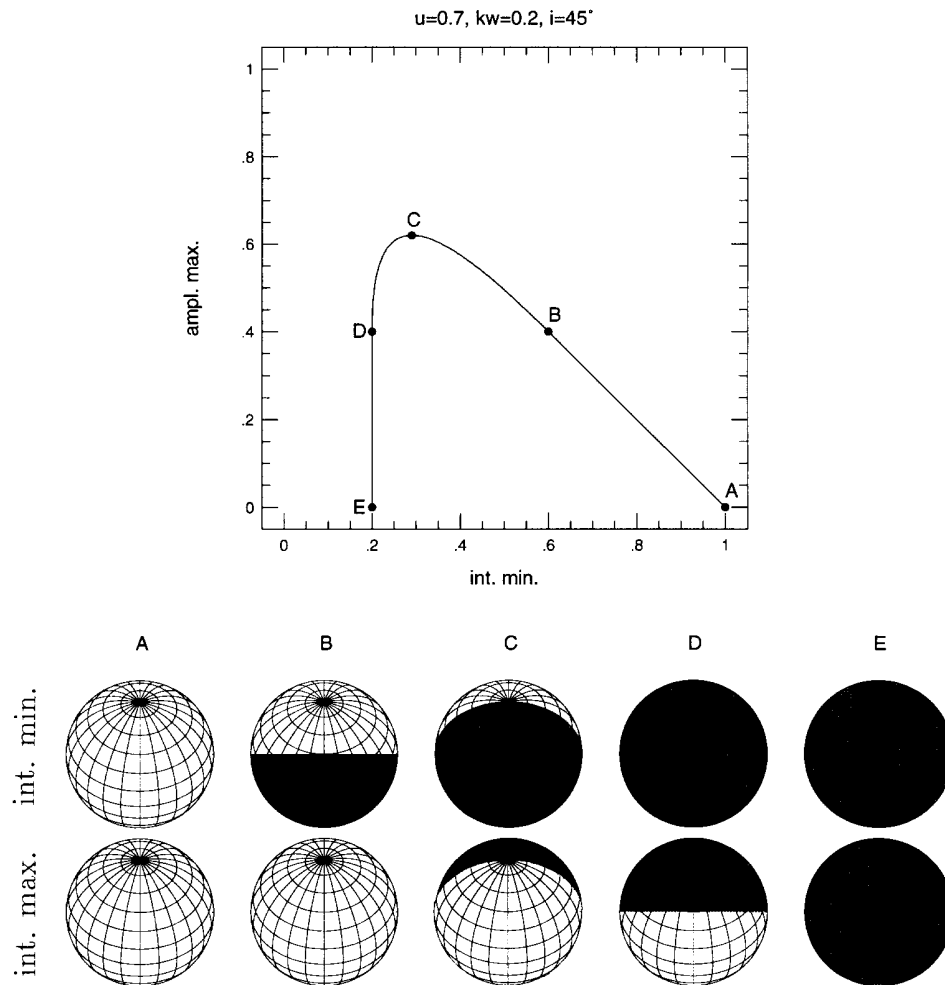
<sup>8</sup>hamarosan belátjuk, hogy csak részben igaz, hogy egyenesről beszélünk

<sup>9</sup>az előzőekben az átlagos fényességértéket említettük, azonban kényelmi szempontból a továbbiakban az amplitúdót a fénygörbe minimumának függvényében vizsgáljuk

rotáció során gömbünk látható része a totális foltfedés állapotába kerül. A jobboldali határoló egyenes szakasz azon esetek halmaza, amikor a foltok úgy helyezkednek el, hogy fényességmaximumban nem látjuk őket, tehát amennyivel csökkentik a fényt minimumban, éppen akkora a létrejövő amplitúdó nagysága, így ennek a szakasznak a meredeksége értelemszerűen egységnyi. A szakasznak a vízszintes tengelyre illeszkedő végpontja a "csillag" foltalan fényességének felel meg. A csatlakozó konvex görbe felülről zárja a tartományt.

**2.1.4.2. Analitikus megközelítés.** Ahhoz, hogy a felső burkológörbe függvényét analitikus formában felírjuk, olyan felteloszlást konstruálunk, amelynél adott minimum fényességhez a lehetséges maximális amplitúdó érték tartozik. Előbb azonban gondoljuk végig, hogy a kérdéses burkológörbén haladva mely esetek halmazával találkozunk! Csökkenő minimumértékek irányában haladva az abszcisszán a burkológörbe egy  $45^\circ$ -os egyenes szakasszal indul (2.13. ábra felső részében az  $A - B$  szakasz). A szakasz pontjai azoknak az értékpároknak felelnek meg, amelyeknél a folt okozta amplitúdó és a fényességminimumban bekövetkező fényességcsökkenés értékei megegyeznek. Ez azon esetekben következik be, amikor a foltok a rotáció során teljesen el tudnak tűnni a látható korongról. Az egyenes szakasz érintőként egy görbéhez csatlakozik. A 2.13. ábrán  $B$ -vel jelölt csatlakozási pont annak az esetnek felel meg, amelynél a "csillag" foltjai fényességminimumban már az összes olyan helyet elfedik a látható felszínből, amelyek maximumban nem látszódnak, tehát maximumban a "csillagot" még éppen makulátlanak látjuk. Ez annál a foltkonfigurációnál áll elő, amelynél – feltéve, hogy  $i \neq 90^\circ$  – egy  $90^\circ$  sugarú folt található a  $\beta = i - 90^\circ$  gömbi szélességen (ld. a 2.13. ábra megfelelő részét!). Ha most ezt a fél csillagnyi foltot centrumánál fogva elkezdjük lassan növekvő szélességértékek felé tolni  $\beta = 90^\circ - i$  szélességig, úgy végigjárjuk a kérdéses  $B - C$  görbét. Ennek belátására gondoljuk végig a következőket: ha foltunkat középpontjánál fogva elkezdjük a növekvő szélességértékek felé csúsztatni, úgy "csillagunkon" olyan területeket teszünk folttal fedetté, melyek cirkumpolárisak. Az amplitúdó növekedés tehát abból adódik, hogy minimumban a kérdéses terület a korong centrumához közelebb van, ezáltal nagyobb szög alatt látszik, mint fényességmaximumban. Az amplitúdó ilyen értelmű növekedési üteme azonban egyre csökken, ami a görbe konvexitását okozza. Amikor a folt középpontja az egyenlítőn halad át, az amplitúdó maximális, a görbe érintője vízszintes. Ez az állapot a 2.13. ábra  $C$  pontjának felel meg. A továbbiakban ( $C - D$  görbe) a fényességminimum csökkenésével az amplitúdó is csökken, hiszen az eddig fedetlen területek már mind olyanok, melyek fényességminimumban kisebb látószög alatt látszanak, mint maximumban, így – amennyiben fedetté válnak, az összamplitúdóhoz csökkentő járulékként adódnak. Amint a folt középpontja eléri a  $\beta = 90^\circ - i$  szélességértéket, minimumban a teljes látszó hemiszféra sötétté válik, a görbe a  $D$  pontban eléri a baloldali függőleges  $D - E$  határoló szakaszt.

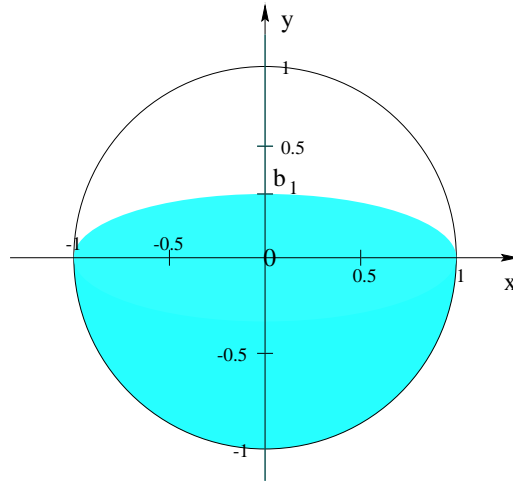
A maximális amplitúdót leíró függvényt az egyszerűbb kezelhetőség miatt paraméteres alakban, a fél csillagot befedő folt centrumának  $\beta$  szélességi koordinátája függvényében írjuk fel. Mielőtt azonban továbblépünk, szóljunk pár szót a szélsőtétedés hatásáról! Egyszerűen belátható, hogy a szélsőtétedés figyelembevétele az előző bekezdés-



2.13. ábra: Az ábra felső paneljében az  $A_{max}(I_{min})$  függvény grafikonja és annak nevezetes pontjai vannak feltüntetve. Az alsó sorban a nevezetes pontoknak megfelelő foltkonfigurációk szerepelnek fényességminimumban és fényességmaximumban. További magyarázat a szövegben.

ben vázolt gondolatmenet helyességén mitsem változtat. A felszín egy kicsiny darabkája oly módon adja járulékát a teljes intenzitáshoz, hogy az felszínének látóirányba eső vetületével lesz arányos. A szélsötétedés törvénye szorzótényezőként szintén tartalmazza a látszó korong centrumától mért szög koszinuszát, így az eddigi gondolatsor a szélsötétedés figyelembevétele esetén is érvényes marad.

Tekintsünk most egy  $xyz$  jobbsodrású koordinátarendszert, mely centrumába az  $xy$  síkban egy egységnyi sugarú kört – a csillag látszó korongját rajzoltuk (2.14. ábra)! (A  $z$  tengely a papírlap síkjából kifelé mutat.) Tekintsük továbbá egységnyinek a csillag háborítatlan felszínét elhagyó intenzitást, s jelöljük  $u$ -val a szélsötétedés koefficiensét! Csillagunkat a 2.14. ábrán éppen abban a helyzetben látjuk, amikor a rajta elhelyezkedő folt centruma a látszó féltekén van és a rotáció során éppen áthalad az  $yz$  síkon. Ebben a pillanatban – tehát fényességminimumban – a fényes ( $T_{phot,min}$ ) és a sötét ( $T_{spot,min}$ )



2.14. ábra: A csillag látszó korongja, miközben a fél csillagot lefedő folt centruma éppen áthalad a középmeridiánon.

területek intenzitás járulékát adó integrálok a következőképpen alakulnak:

$$\begin{aligned}
 T_{phot,min} &= \int_{-1}^1 \int_{b_1\sqrt{1-x^2}}^{\sqrt{1-x^2}} (1-u) + u\sqrt{1-x^2-y^2} dy dx = \\
 &= \frac{\pi}{2} - \frac{b_1\pi}{2} - \frac{2b_1u\sqrt{1-b_1^2}}{3} - \frac{u\pi}{6} + \frac{b_1u\pi}{2} + \frac{2u \arctan(\frac{b_1\sqrt{1-b_1^2}}{-1+b_1^2})}{3}, \quad (15)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 T_{spot,min} &= \int_{-1}^1 \int_{-\sqrt{1-x^2}}^{b_1\sqrt{1-x^2}} (1-u) + u\sqrt{1-x^2-y^2} dy dx = \\
 &= \frac{\pi}{2} + \frac{b_1\pi}{2} + \frac{2b_1u\sqrt{1-b_1^2}}{3} - \frac{u\pi}{6} - \frac{b_1u\pi}{2} - \frac{2u \arctan(\frac{b_1\sqrt{1-b_1^2}}{-1+b_1^2})}{3}; \quad (16)
 \end{aligned}$$

ahol  $b_1$  a folt kontúrjának és az  $y$  tengelynek a metszéspontja fényességminimumban (ld. a 2.14. ábrát!). Fél rotációval később, tehát fényességmaximumban a folt kontúrjának és az  $y$  tengelynek a metszéspontját  $b_2$ -vel jelölve hasonlóképpen felírhatjuk, hogy:

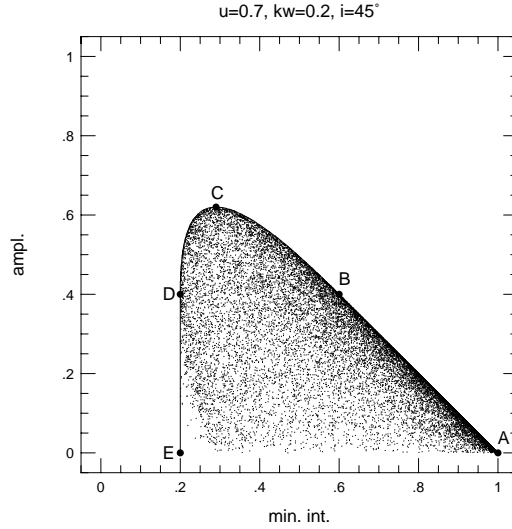
$$\begin{aligned}
 T_{phot,max} &= \int_{-1}^1 \int_{-b_2\sqrt{1-x^2}}^{\sqrt{1-x^2}} (1-u) + u\sqrt{1-x^2-y^2} dy dx = \\
 &= \frac{\pi}{2} + \frac{b_2\pi}{2} + \frac{2b_2u\sqrt{1-b_2^2}}{3} - \frac{u\pi}{6} - \frac{b_2u\pi}{2} - \frac{2u \arctan(\frac{b_2\sqrt{1-b_2^2}}{-1+b_2^2})}{3}, \quad (17)
 \end{aligned}$$

valamint

$$\begin{aligned}
 T_{spot,max} &= \int_{-1}^1 \int_{-\sqrt{1-x^2}}^{-b_2\sqrt{1-x^2}} (1-u) + u\sqrt{1-x^2-y^2} dy dx = \\
 &= \frac{\pi}{2} - \frac{b_2\pi}{2} - \frac{2b_2u\sqrt{1-b_2^2}}{3} - \frac{u\pi}{6} + \frac{b_2u\pi}{2} + \frac{2u \arctan(\frac{b_2\sqrt{1-b_2^2}}{-1+b_2^2})}{3}. \quad (18)
 \end{aligned}$$

A rotációs fényváltozás amplitúdóját ezután a következőképpen kaphatjuk meg:

$$A = \left[ \frac{3}{\pi(3-u)} \right] [(T_{phot,max} + \kappa_w T_{spot,max}) - (T_{phot,min} + \kappa_w T_{spot,min})], \quad (19)$$



2.15. ábra: A szimulációk segítségével kapott eredmény és az analitikus megközelítés eredménye megnyugtató módon egyezik.

ahol  $\kappa_w$  a folt relatív intenzitása a felszínhez viszonyítva, a  $\left[\frac{3}{\pi(3-u)}\right]$  normalizációs tényezőt pedig azért szerepeltetjük, hogy a csillag foltatlan fényessége egységnyi legyen. A (15)-(18) kifejezésekben szereplő  $b_1$  és  $b_2$  nem más, mint

$$b_1 = \sin(i + \beta), \quad b_2 = \sin(i - \beta), \quad (20)$$

melyet visszahelyettesítve (15)-(18)-ba, (20) felhasználásával adott  $\beta$  értékhez a maximális amplitúdót a következőképpen kapjuk:

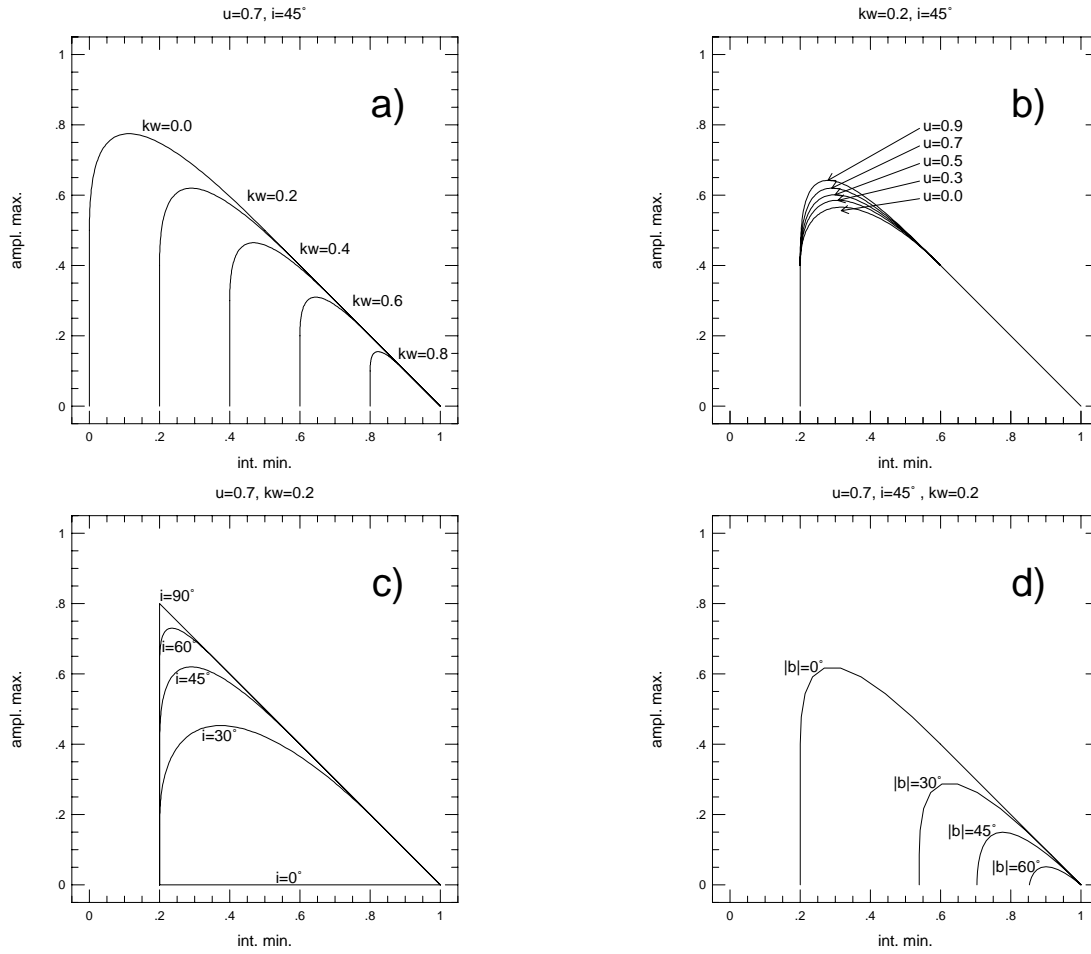
$$A = \left[ \frac{3}{\pi(3-u)} \right] (1 - \kappa_w) \left[ \pi(1-u) \frac{1}{2} \sin(i + \beta) + \frac{4}{3}u \left( \frac{1}{4} \sin(2i + 2\beta) + i \right) \right]. \quad (21)$$

Eredeti célunk az volt, hogy az amplitúdót a fényességminimum függvényében adjuk meg. Ha (15)-(16) alapján felírjuk a minimumintenzitást, a következő összefüggést kapjuk:

$$\begin{aligned} I_{min} = \sin(2i + 2\beta) \left[ \frac{1}{3}u(\kappa_w - 1) \right] + \sin(i + \beta) \left[ \frac{\pi}{2}(1-u)(\kappa_w - 1) \right] + \\ + (\beta + i) \left[ \frac{2}{3}u(\kappa_w - 1) \right] + (\kappa_w + 1) \left[ \frac{\pi}{2}(1-u) + \frac{\pi}{3u} \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

Sajnos ebből a transzcendens összefüggésből nem tudjuk  $\beta$ -t kifejezni, így kénytelenek vagyunk az  $A_{max}(I_{min})$  függvény felírásához numerikus módszereket segítségül hívni.

**2.1.4.3. Paraméter vizsgálat.** Jelen részben feltérképezzük azokat a fizikai és geometriai paramétereket, melyek döntően befolyásolják az előbbiekben tárgyalt  $A_{max}(I_{min})$  függvény viselkedését. Elsőként vessünk egy pillantást a 2.15. ábrára, melyen a feltüntetett paraméterekkel több ezer szimuláció eredménye, valamint a burkológörbe látható, melyhez a 2.1.4.2. szakaszban felírt összefüggések alapján jutottunk.



2.16. ábra: A paramétervizsgálat eredményei. Az *a*) jelű panelen a folthőmérsékletet ( $\kappa_w$ ) változtattuk, a *b*) panelen a szélsőtétedést, a *c*) panelen az inklináció szögét, végül a *d*) panelen a *b* paramétert. További magyarázat a szövegben található.

A függvény viselkedését több oldalról vizsgáljuk. A 2.16. *a*), *b*), *c*) és *d*) ábrákon összehasonlító modelleredmények láthatók, melyek a folt hőmérsékletének ( $\kappa_w$ ), a szélsőtétedés értékének ( $u$ ), az inklináció értékének ( $i$ ), valamint egy eddig nem érintett paraméternek (*b*) az  $A_{max}(I_{min})$  függvényre gyakorolt hatását szemléltetik. Az utóbbi kísérlet (2.16.*d*) ábra) arra keres választ, miként befolyásolja az  $A_{max}(I_{min})$  függvény lefutását, ha korlátozzuk a foltok előfordulását a gömb felszínén oly módon, hogy kizárjuk a  $\pm b$  szélességi körök közé eső területet. Ezt azért célszerű megvizsgálni, mert – mint az 1.4.1. szakaszban láttuk – egy gyorsan forgó konvektív csillag esetében a Coriolis erő a konvektív zóna aljáról feltörő fluxuselemet a pólusok felé téríti, így a foltok leginkább a pólusok környékén fordulnak elő. E megszorítás a grafikonnak éppen azon a részén fejt ki hatását, mely a folttalan fényesség becslése szempontjából a legmeghatározóbb: a korlátozás nélküli esetekben  $45^\circ$ -os meredekséggel – a diagramon jobboldalról – induló egyenes szakasz hosszát csökkenti, azaz a 2.13. ábrán *B – C*-vel jelölt görbevonallal jóval hamarabb "levág". Ennek következtében, valós adatokra támaszkodva a folttalan fényesség meghatározása még bizonytalanabbá válik, hiszen egy újabb ismeretlen paraméterrel van dolgunk, melyről csupán indirekt sejtéseink lehetnek.

Ideális esetben nem lenne más dolgunk, csupán egy foltos csillag hosszabb időszakon át rögzített fénygörbéinek amplitúdóit a minimum fényesség függvényében ábrázoljuk, majd a megfelelő modellgörbét kiválasztva addig csúsztatjuk a vízszintes tengely mentén, amíg az észlelési pontokat le nem fedjük; ekkor az abszcisszáról leolvasható a foltatlan fényesség.<sup>10</sup> Módszerünk alkalmazhatóságát azonban több körülmény is jelentősen korlátozza, hiszen már a "megfelelő modellgörbe" kiválasztásakor is problémák sorával találkozunk.

Mielőtt a gyakorlati alkalmazásra térünk, vegyük sorra a módszer buktatóit! Elsőként a mérések pontosságát kell kiemelnünk: amint azt a tesztek során (a 2.1.2. szakaszban) láttuk, a mérési pontosság döntően befolyásolja a modelleredmények megbízhatóságát. Kíváncsú volna tehát az ezredmagnitúdós pontosság, amely jogosan támasztott követelmény az utóbbi egy-két évtizedben készített fotoelektromos ill. CCD mérésekkel szemben, azonban nem várható el pl. egy – a hatvanas években készült fotografikus észleléstől. Ez a korlátozó körülmény kihat a mérési adatok mennyiségére is, elegendően nagy időskálát lefedő pontos mérések egyelőre néhány tucat csillag esetében állnak rendelkezésre. A nagyobb időskála azért szükséges, hogy a kellő számú mérés tartalmazza a legnagyobb időskálákon jelentkező változásokat is, azaz a különböző időszakok különböző foltkonfigurációi kis, közepes és nagy amplitúdókat egyaránt produkáljanak. Amennyiben többszín mérések állnak rendelkezésre, úgy a foltatlan fényesség értékei az egyes színekben szintetikus modellekkel összevetve kontrollálhatók (ld. később, a 2.2.1.3. szakaszban!). Lényeges, hogy a folteloszlásról legyen *a priori* elképzelésünk (pl. pólusok környékén megjelenő foltok), hiszen célunk nem egyszerűen a csillag foltatlan fényességének megbecslése, de egy olyan konzisztens foltmodell felállítása, melynek elemei nem mondanak ellent egymásnak. E cél elérése korántsem egyszerű, a megoldás keresése – amint azt a gyakorlati alkalmazás során látni fogjuk – iteratív próbálgatások hosszú sorozatán át vezet.

### 2.1.5. A folt hőmérséklet becslése

A csillagon levő foltok hőmérsékletének meghatározása történhet fotometriai és spektroszkópiai módszerrel. Ez utóbbi eljárásra, vagyis az infravörös spektroszkópiai mérések segítségével történő hőmérséklet meghatározásra akkor nyílik lehetőség, ha a csillag fotoszféráján szignifikánsan vannak jelen olyan területek, melyek hőmérséklete kb. 3500K-nél hidegebb, tehát számítani lehet egyes molekulák (TiO, VO) megjelenésére (Ramsey & Nations 1980, Huenemoerder *et al.* 1989a,b). A TiO molekula sávjának 7100Å-ön és 8860Å-ön mért relatív erőssége alapján a foltos területek hőmérsékletére általában 2700-3600K közötti érték adódott, amely jó egyezést mutat más – fotometriai alapú hőmérséklet becslésekkel (Poe & Eaton 1985, Eaton 1990). Ahhoz, hogy a csillagon lévő folt hőmérsékletére fotometriai adatok alapján következtessünk, többszín észlelésekre van szükség (általában *BVRI* színekben). A fotometriai folt hőmérséklet becslés alapja, hogy a környezetétől eltérő hőmérsékletű – rendszerint hidegebb foltok miatt a fénygörbén

<sup>10</sup>Ideális esetben valóban a foltatlan fényességet kapjuk, de ne feledjük, hogy ennek az a feltétele, hogy az észlelések során legalább egyszer olyan folteloszlás adódjék, amelynél az adott minimum fényességhez a lehetséges maximális amplitúdó járul; ellenkező esetben a módszerünk csak alsó becslésre alkalmas.



megjelenő rotációs eredetű fotometriai hullám az egyes színekben eltérő amplitúdóval jelentkezik: a kék oldalon jelentékenyebb a járuléka, mint a vörös felé haladva. A folt ebből kifolyólag színindex változást okoz, fázisban a vizuális fényváltozással. Ezáltal a színindex görbék amplitúdóiból színindex-effektív hőmérséklet kalibráció alapján visszakövetkeztethetünk a folthőmérsékletre (Vogt 1981).

Míg a hőmérsékletkülönbségről a színindex amplitúdók árulkodnak, addig a fotometriai hullám fázismenetéből a folteloszlás geometriai paramétereire lehet következtetni, így a foltmodellezés során különválasztható az effektív hőmérsékletre vonatkozó fotometriai információ az egyéb – a folteloszlás hatását hordozó geometriai információktól.<sup>11</sup> Célunk tehát ilyen értelemben kettős: adott fotometriai adatsorra olyan modell készítése, amely a fényességváltozások mellett a színindex változásokról is számot ad.

Jelen dolgozatban bemutatott fotometriai foltmodellezés gyakorlati végrehajtása során az egyes iterációs algoritmusok alkalmával csupán a folt geometriájára keresünk megoldásokat, az egyes színekben ( $C_1$  és  $C_2$ ) külön-külön, miközben a folthőmérsékletnek megfelelő paramétert egy adott értéken rögzítjük. Ezután a különböző színekre kapott megoldások (azaz geometriai foltparaméterek) átlagából (pl. számtani középértékéből) elkészíthető az illesztés a  $C_1 - C_2$  színindexre. A folthőmérséklet értékét változtatva az iterációs algoritmus újra elvégezhető, s így a  $C_1$  és  $C_2$  színekre kapott geometriai modelLPARAMÉTEREK átlagából újabb illesztést készíthetünk a  $C_1 - C_2$  színindex görbére, és így tovább. A  $C_1 - C_2$  színindexre illesztett modellek sorozatából azután az illesztés jósága (pl.  $\chi^2$  értéke) alapján kiválasztható az az eset, amikor az egyes színekben készített modellek paraméterei a legkevésbé különböznek az átlagtól, vagyis egymástól.<sup>12</sup> Az ehhez tartozó tartozó folthőmérsékletet, mint legvalószínűbb értéket fogadhatjuk el.

## 2.2. Alkalmazások

Ebben a részben azokat az eredményeinket foglaljuk össze, melyek a fotometriai foltmodellezés kapcsán az elmúlt néhány esztendőben születtek. Elsőként, a 2.2.1. szakaszban egy RS CVn típusú kettősről, a HK Lacertae-ről szólunk, melyről ezidáig igen tekintélyes és jó minőségű észlelési anyag gyűlt össze, amely alapján a foltmodellező programjainkkal megkíséreltük nem csupán a rotációs eredetű változásokat magyarázni, de a hosszútávú fotometriai viselkedésre is sikerült egy olyan képet kialakítani, mely összeegyeztethető a csillagokon keletkező nagyléptékű mágneses struktúrákról szerzett eddigi ismereteinkkel.

A további két szakaszban (2.2.2. és 2.2.3.) két olyan kettősrendszerrel foglalkozunk, melyek komponensei külön-külön foltaktivitást mutatnak. A mágneses aktivitás indikátoraként szolgáló Mg II  $h + k$  vonalakon mért intenzitások ezt a feltevést – mint látni fogjuk – mindkét esetben megerősítik.

Azzal az érdekes elméleti problémával, hogy mi a kapcsolat az aktivitás és a kettősség között, már több szerző is behatóan foglalkozott. A következőkben röviden is-

<sup>11</sup> Ez azonban nem jelenti azt, hogy a folthőmérséklet a foltmodelltől teljesen függetlenül meghatározható volna, durva becslés valóban adható (kb.  $\pm 400$ -500 K pontossággal), azonban ahhoz, hogy pontosabb ( $\pm 100$ -200 K) eredményt kapjunk, a hőmérsékletet és a geometriát együtt, komplexitásában kell kezelnünk (Strassmeier & Oláh 1992, Oláh *et al.* 1997)

<sup>12</sup> Itt hallgatólagosan – és tegyük hozzá: jó okkal – feltételezzük, hogy a folt képei az egyes fotometriai hullámhosszakon lényegesen nem különböznek.

mertetünk néhány fontosabb eredményt: Kunkel (1975) a csillagfejlődés aktív fázisának elhúzóda mögött a kettősség kiemelt szerepét hangsúlyozza; Schrijver & Zwaan (1991) szerint gravitációs hatása révén egy mellékkomponens jelenléte egy aktív főkomponens mellett<sup>13</sup> befolyásolhatja a főkomponens belső dinamikáját – például úgy, hogy az effektív rotációs tengelyt a csillagon kívülre tolja – s ez mágneses aktivitás növekedéseként nyilvánul meg; Uchida & Sakurai (1983) kölcsönható magnetoszférákkal modellezi a fler-aktivitást és az RS CVn típusú kettőscsillagoknál gyakran tapasztalt aktív hosszúságok létét; Vahia (1995) egy erős és egy jóval gyengébb mágneses terű csillag által alkotott rendszermodell alapján kimutatta, hogy az erős mágneses terű csillag poláris vidékén forró területek kialakulása várható; Moss & Tuominen (1997) a szoros kettősökre továbbfejlesztett mágneses dinamómodellek alapján magyarázza az aktív hosszúságokat; stb.

Összefoglalásként kijelenthető, hogy a szoros kettősöknél a komponensek gravitációs kötődése (szinkronizáció), valamint a mágneses terek kölcsönhatása, egymásba hatolása kapcsán létrejövő átstrukturálódás a két alapvető oka a rendszer egyik, vagy mindkét komponensén jelenlévő aktivitásnak.

### 2.2.1. HK Lacertae: három évtized fotometriája

**2.2.1.1. Az észlelési anyag.** A HK Lacertae (HD 209813,  $P_{orb} = 24,4284$ , K0III) az egyik legismertebb hosszúperiódusú RS CVn-típusú kettős, melyről az 1967-es felfedezése óta (Blanco & Catalano 1970) napjainkig folyamatosan készültek fotometriai észlelések (Herbst 1973, Vogt 1981, Percy & Welch 1982, Poe & Eaton 1985, Oláh & Hall 1988, Derman *et al.* 1990, Oláh *et al.* 1992, Henry 1995a, 1995b).

A csillag alapvető fizikai paramétereiről a *Catalog of Chromospherically Active Binary Stars* második kiadása (CABSII, Strassmeier *et al.* 1993a) közöl összefoglalást. Az utóbbi néhány évben a csillagról számos észlelés készült széles hullámhossz spektrumban: a ROSAT *All-Sky Survey* program keretében Dempsey *et al.* (1993a, 1993b) röntgenben  $L_X = 31,23 \text{ erg/s}$  luminozitásról számolt be és kétkomponensű illesztést adott ( $T_{high} = 2,02 \cdot 10^7 \text{ K}$ ,  $T_{low} = 1,85 \cdot 10^6 \text{ K}$ ); Mitrou *et al.* (1995) IRAS magnitúdókat közölt; rádióban pedig Estalella *et al.* (1993) 3,6cm-en számolt be négy detektálás nélküli és egy sikeres ( $12 \pm 6 \text{ mJy}$ ) észlelésről, míg Drake *et al.* (1992) 6cm-en mért  $4,57 \text{ mJy}$  fluxust és mellé  $-6,2\%$  cirkuláris polarizációt. Ultraibolya aktivitásról vall Fernández-Figueroa *et al.* (1994) mérése Ca II  $H + K$  vonalakon. Oláh *et al.* (1992) a Mg II  $h + k$  emissziós vonalak és a foltok okozta fényváltozás között mutatott ki antikorrelációt. Catalano & Frasca (1994) 1989-ben egy hatnapos  $H_\alpha$  óriásflert detektált. Az imént felsorolt eredmények egy igen aktív csillag képét tárják elénk. A csillag foltaktivitásának fejlődéséről Oláh *et al.* (1992) közölt évtizedekre visszatekintő beszámolót.

Jelen vizsgálatban egy olyan konzisztens foltmodellezési analízist mutatunk be, mely a teljes eddig publikált fotometriai anyagot feldolgozza, így közel három évtizedet átfogó szélessávú többszín fotometriai észlelésekre épül. A fénygörbék fázis szerinti összevonása a Gorza & Heard (1971) által közölt pályaeferis értékek alapján történt:

$$2.440.017,170 \pm 0,054 + 24,4284 \pm 0,0005 \times E. \quad (23)$$

---

<sup>13</sup>Id. a HK Lac esetében!

**2.2.1.2. Alkalmazott feltevések, felhasznált paraméterek.** A HK Lac mérsékelt sajátmozgása ( $U = -47,5 \text{ km/s}$ ,  $V = -29,6 \text{ km/s}$ ,  $W = -3,9 \text{ km/s}$ , CABSII) arra utal, hogy a csillag a közepes korú diszk-populációhoz tartozik (semmiképpen sem az I. populációhoz), így a K0III főkomponens tömege  $1,5 M_{\odot}$ -nál vélhetően kisebb. A rotáció tengelyének inklinációjára Stawikowski & Glebocki (1994) adott  $68^{\circ}$ -os becslést a rotációs periódus és a  $v \sin i$  mérések alapján,  $R = 12 R_{\odot}$ -t feltételezve. Így a tömegfüggvényből ( $f(m) = 0,105$ , Gorza & Heard 1971) egy  $0,92 M_{\odot}$  tömegű másodkomponensre lehet következtetni, mely spektráltípusa G5V,  $M_V = 5,1$ ,  $T_{eff} = 5770 \text{ K}$ ,  $R_2 = 0,92 R_{\odot}$  (Schmidt-Kaler 1982). Ha a főkomponens nagyságára egy  $16 R_{\odot}$ -ú felső határértéket adnánk (ekkor még éppen nincs fedés), úgy a gravitációs torzulás nyomán fellépő ellipticitási effektus hatására a fénygörbére kettős szinuszhullámnak kellene rakódnia. Ilyen jellegű változást (mely kb.  $0,^m06$  amplitúdójú lenne) azonban nem tudtunk kimutatni, így  $R_1 \leq 12 R_{\odot}$  érték feltételezése az indokolt, összhangban az észlelt  $v \sin i = 23 \text{ km/s}$ -os vonalszélesedéssel (Randich *et al.* 1994).

A geometriai foltmodellezéshez, illetve a folthőmérséklet meghatározásához a kör alakú folt közelítéssel élő, Budding (1977) által felírt analitikus egyenletekre (2.1.1. szakasz) alapozott számítógépes programokat használtuk. A foltmodellek készítése során a viszonylag csekély számú szabad paramétert feltételező kétfoltos modellnél maradtunk, amellyel igen jó illesztéseket sikerült produkálni az összes fénygörbére. Az olyan megoldásokat, melyek foltátfedéssel végződtek kizártuk, hiszen e lehetőség szembenáll a kör alakú folt feltevessel, másrészt meghamisítaná a folthőmérséklet értékét.

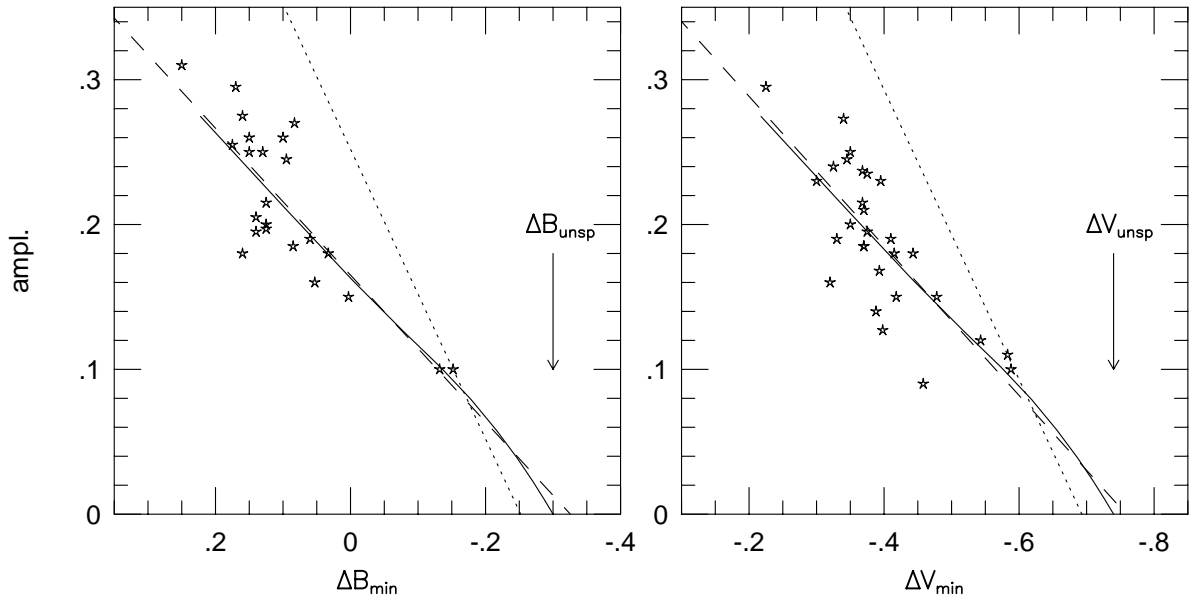
A 2.3. táblázat azokat a paramétereket tünteti föl, amelyek a modellezési eljárás során változatlanok maradnak. A főkomponens hőmérséklete Bell & Gustaffson (1989) kalibrációja alapján  $T_{eff} = 4820 \text{ K}$ , a hullámhosszfüggő szélsötétedés értékei Van-Hamme (1993) táblázataiból származnak. A foltos területek fluxusarányainak kiszámításához feketetést közelítést alkalmaztunk  $\Delta T = T_{phot} - T_{spot} = 1200 \text{ K}$  folthőmérséklet mellett (a részletes hőmérséklet analízis, csakúgy mint a folttalan fényesség meghatározása ezután kerül bemutatásra). A foltmodellezés során a paraméterek közül csupán a foltok mérete ( $\gamma_1, \gamma_2$ ) és asztrografikus helyzete ( $\lambda_1, \lambda_2, \beta_1, \beta_2$ ) maradt szabadon.

**2.2.1.3. A folttalan fényesség.** A folttalan fényesség meghatározásának a foltmodellezési eljárás során kitüntetett a szerepe (Kővári & Bartus 1997). Értéke a különböző színekben direkt befolyással bír a foltmodellezés eredményeként kapott foltméretre, végső soron a csillag folttal borított felszínének becsült mértékére. A folttalan fényesség hatással

2.3. táblázat: A modellezés során rögzített paraméterek

sáv	fluxusarány folt/felszín*	szél- sötétedés	folttalan fényesség ( $\Delta \text{mag}$ )
$B$	0.105	0.899	-0.300
$V$	0.165	0.743	-0.740
$R_C$	0.211	0.639	-1.000
$I_C$	0.281	0.536	-1.223

\*  $\Delta T = 1200 \text{ K}$



2.17. ábra: A HK Lac folttalan fényességének becslése.

van a foltok eredményül kapott szélességértékére is, mely paraméternek a poláris foltok létét jósló elméletek szempontjából van jelentősége. A HK Lac esetében rendelkezésre álló adatsor úgy folytonosságát, mint a lefedett időszakot tekintve szinte egyedülálló, így annak alapján a folttalan fényesség becslése nagyobb biztonsággal végezhető el.

A 2.17. ábrán világosan látható a csillag fényessége és a fényváltozás amplitúdója közötti trend. A legkisebb négyzetek módszerével illesztett egyenes (szaggatott vonallal jelöltük) metszéspontja a vízszintes tengelyen kijelöl egy pontot, melyről azt állítjuk, hogy egy jó közelítés a folttalan fényesség értékére. Az ábrán összehasonlításképp pontozott vonallal feltüntetettük a valaha mért legfényesebb állapotot kijelölő ( $m = 1$  meredekségű) egyenest is. Látható, hogy amennyiben a valaha mért legfényesebb állapotot választanánk "folttalanak", abban az esetben a trendtől mintegy félszázad magnitúdóval térnénk el. A 2.1.4.3. szakaszban láttuk, hogy amennyiben a foltok előfordulását valamilyen értelemben korlátozzuk, a mérési pontoknak az  $A_{max}(I_{min})$  diagramon definiált tartománya beszűkül. Említettük továbbá, hogy a folttalan fényesség gondos megállapításához hasznos, ha van *a priori* elképzelésünk a foltok elhelyezkedéséről. A HK Lac esetében számbaveendő körülményként merült fel, hogy az egyenlítő körül egy bizonyos tartomány a foltok számára "tiltott zóna", hiszen gyorsan rotáló, mélyen konvektív csillagoknál a mágneses erővonal-hurkok felbukkanása magas asztrografikus szélességeken várható (Schüssler 1996). Másik előfeltevésünk szerint a fényváltozások két – egymástól markánsan elkülönülő – folttal leírhatók, melyekről korábbi tapasztalatok szerint (Oláh *et al.* 1992) feltételezzük, hogy bizonyos tekintetben "egymáshoz vannak kötve": a centrumok egymáshoz képest leggyakrabban  $\Delta\phi \approx 0,25 - 0,45$  fázis távolságra vannak.<sup>14</sup> A 2.17. ábrán bemutatjuk egy olyan – a 2.1.4.2. szakaszban leírt összefüggésekre alapozott – modellszámítás eredményét is, mely figyelembe veszi, hogy a foltok a pólusokhoz közel bukkannak föl, továbbá, hogy a

<sup>14</sup>ezt a korábbi eredményt a 2.2.1.5. szakaszban mi magunk is megerősítjük

2.4. táblázat: Színindexek a folttalan csillagra

szín	észlelt	vörösödésre korrigált	szintetikus
$B - V$	1.032	0.936	0.950
$V - R_C$	0.592	0.524	0.527
$V - I_C$	1.137	1.006	0.980

foltok centrumai között az említett méretű, stabil fázisrész van. A folytonos vonallal jelölt modell jól követi a mérési pontokban mutatkozó trendet, s a szaggatott vonallal közel egyező folttalan fényességre ( $\Delta B_{unsp} = 0,^m74$ ,  $\Delta V_{unsp} = 0,^m30$ ) mutat. Oláh *et al.* (1992) UV spektroszkópiai mérésekre támaszkodva hasonló megfontolásra jutottak: a folttalan fényesség értékére a valaha mért legfényesebb állapotot meghaladó becslést adtak.

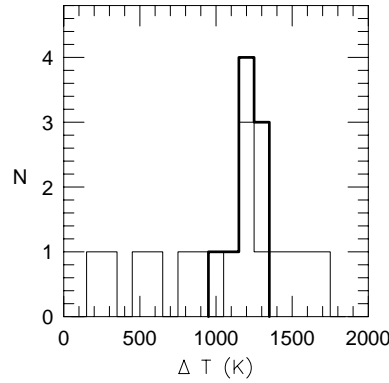
Most azt vizsgáljuk, hogy összhangba hozható-e az imént a 2.17. ábráról leolvasott folttalan fényesség egy másik, független módszer eredményével. Ehhez Bessell (1979) kalibrációit alkalmazva a HK Lac-ra, először a csillag szintetikus színindex értékeit állítjuk elő, az összehasonlító csillag<sup>15</sup> (HD 210731) színindexeit felhasználva, melyek a következők:  $B - V = 0,^m592$ ,  $V - R_C = 0,^m332$ ,  $V - I_C = 0,^m654$  (Eaton 1985). A kapott eredményeket a 2.4. táblázat mutatja. A szintetikus színindexek szisztematikusan kékebbek a fotometriai észlelések alapján előállított értékeknél. Ez nem váratlan, ha az intersztelláris vörösödésre gondolunk. Az észlelt (azaz a 2.17. ábrán általunk kitűzött) mennyiségeket ezért korrigáljuk: a HK Lac irányában mért intersztelláris vörösödés értéke,  $A_V = 0,^m35$ , mely összhangban van a Mg II  $h + k$  vonalakban tapasztalt erős intersztelláris abszorpcióval (Oláh *et al.* 1992). A korrigált értékek és a szintetikus színindex értékek ekkor már mindhárom vizsgált színben igen jól egyeznek, kevesebb, mint  $0,^m026$  eltéréssel (ld. a 2.4. táblázat második és harmadik oszlopát!).<sup>16</sup>

**2.2.1.4. A folthőmérséklet.** A foltok hőmérsékletének meghatározása céljából illesztések készültek a  $B - V$  és  $V - I_C$  színindex görbékre. A relatív folthőmérséklet értékét 100K-onként változtattuk 100-2000K között, s színenként minden értékhez geometriai megoldást kerestünk. A különböző színekben eredményül kapott geometriai foltparaméterek számtani középértékét véve elkészítettük a színindex görbék illesztéseit (a módszerről lásd még Strassmeier & Oláh 1992).

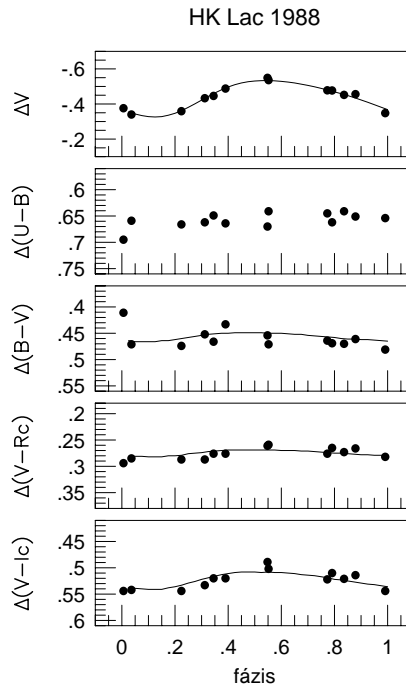
A tapasztalatok azt mutatták, hogy azon esetekben, amikor a fénygörbe aszimmetrikus, vagy méginkább, ha azon kettős hullám ül, az imént leírt módszerrel eredményül kapott relatív folthőmérséklet értékek nagy szórást mutattak: 200-1600K közötti értékek fordultak elő (leggyakrabban az 1200K-os érték). Az is megfigyelhető, hogy a legjobb és a "jó" illesztések a  $\chi^2$  érték tekintetében csak kevésbé tértek el. Ez nyilvánvalóan arra utal, hogy az említett esetekben többféle jó megoldás is lehetséges. Az észlelési anyagban azonban szerepel hét olyan  $B$ -ben és  $V$ -ben mért fénygörbe (közülük kettőről  $I_C$

<sup>15</sup>az irodalomban két összehasonlító is szerepel, a HD 208728 és a HD 210731, mindazonáltal az egységes kezelhetőség miatt a teljes észlelési anyagot egyazon összehasonlító csillaghoz – a HD 210731-hez igazítottuk

<sup>16</sup>Láthattuk, hogy a folttalan fényesség értéke nem "kronológiai rendben", tehát nem a folttmodellezést megelőzően született meg, hiszen felhasználtunk korábbi folttmodellezésből származó tapasztalatokat. Fő célunk, hogy a folttalan fényességre kapott érték és a folttmodellezés alapvető elemei összhangban legyenek, ezért mindent átfogó iteratív játékra van szükség a modellel és paramétereivel.



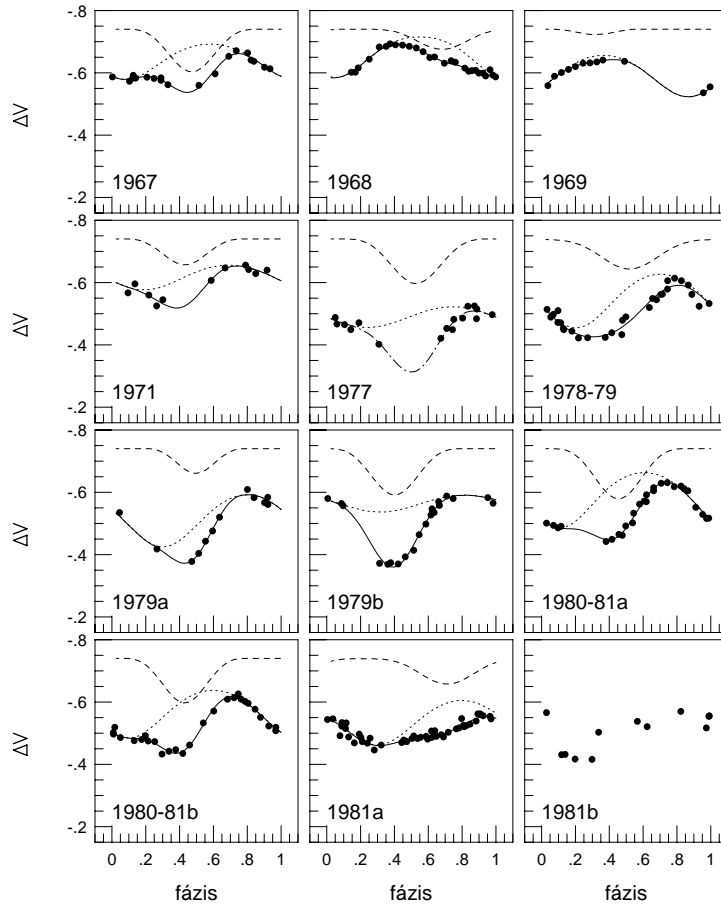
2.18. ábra: A HK Lac folthőmérséklet becslésének eredménye: legvalószínűbb a fotoszféránál 1200K-kal hidegebb folt.



2.19. ábra: HK Lac–1988: fénygörbe- és színindex-illesztések.

szín is rendelkezésre áll), amelyek alakjukat tekintve szimmetrikusak, s csupán egy szinuszos hullám fut végig rajtuk. Ezekben az esetekben a kétfoltos modell helyett elegendő az egyfoltos használata. Ez utóbbinak óriási előnye, hogy a szabad paraméterek száma csupán három, azaz feleannyi, mint a kétfoltos modellnél. Az egyszerűbb egyfoltos modellek alapján nyert folthőmérséklet értékek már sokkal kevésbé szórnak (1000K-1300K), a legjobb megoldások pedig szignifikánsabbak.

Az eredményül kapott folthőmérséklet értékeket a 2.18. ábrán látható hisztogrammon ábrázoltuk. A vastagon kiemelt rész az egyfoltos modellekhez tartozik. Az ábra alapján a HK Lac foltjainak hőmérsékletére a  $\Delta T_{spot} = 1200\text{K} \pm 200\text{K}$  értéket fogadjuk el, mely jó összhangban van a korábban Vogt (1981) által közölt – a  $V - R$  színindex és a Barnes-Evans-féle felszíni fényesség-hőmérséklet reláció alapján meghatározott –  $950\text{K} \pm 200\text{K}$ -os értékkel.

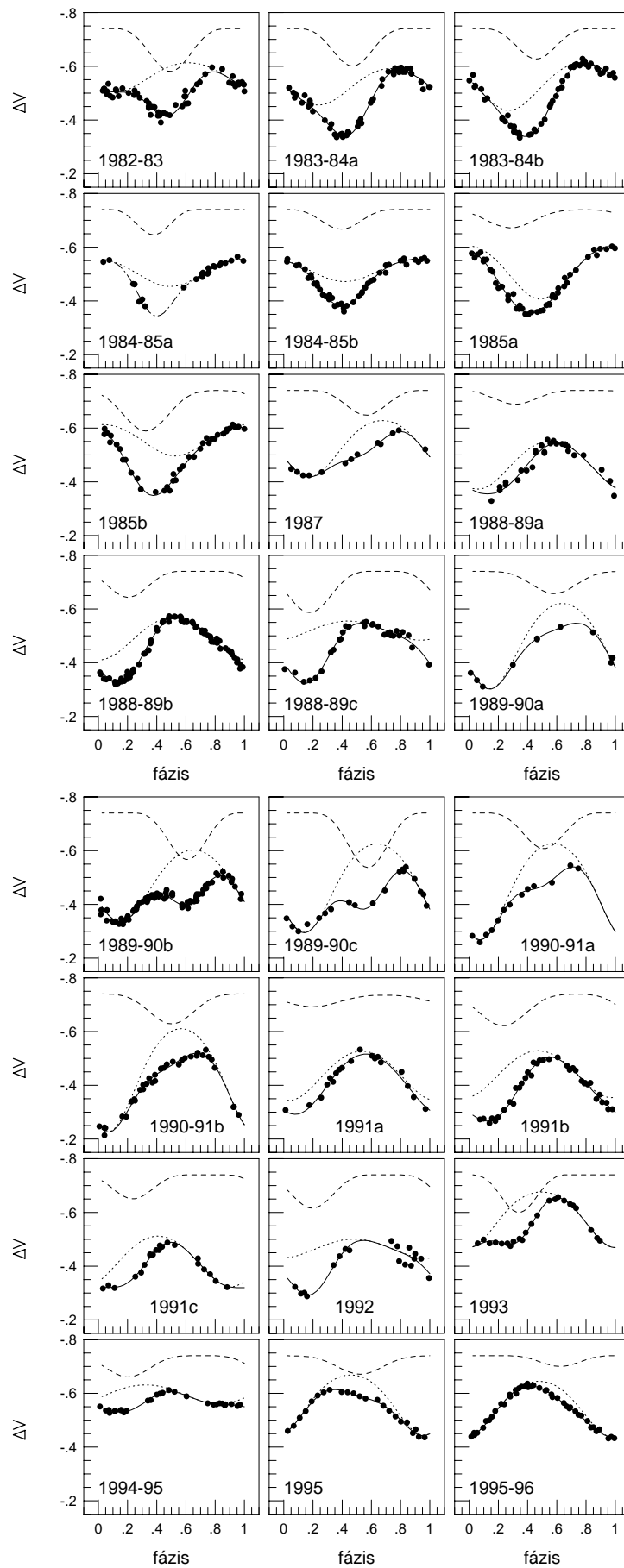


2.20. ábra: Modellgörbék a teljes észlelési anyagra.

A 2.19. ábrán példaként az 1988-as ötszín észlelés, és a hozzá elkészített modellgörbék láthatók, immár a  $\Delta T_{spot} = 1200\text{K}$ -os foltokkal (a foltparamétereket a következő szakaszban, a 2.5. táblázatban közöljük).

**2.2.1.5. A modelleredmények.** A 2.20. ábrán modellillesztések láthatók a  $V$  fénygörbékre, a csillag fényváltozásainak felfedezésétől egészen az elmúlt évekig terjedő időszakból. Az előző, 2.2.1.2., 2.2.1.3. és 2.2.1.4. szakaszokban számba vett bemeneti paraméterekkel (és itt elsősorban a foltalan fényesség szerepét kell hangsúlyozni) csupán egyféleképpen sikerült a teljes észlelési anyagra egységes, az elméleti modellekkel összhangban álló foltmodellt találni: egy-egy folt került közel a csillag rotációs pólusaihoz.<sup>17</sup> A 2.5. táblázatban összefoglaltuk mind a harmincnégy rendelkezésre álló, fázisátlagolt  $V$  fénygörbére készített modell geometriai paramétereit. Az első oszlopban a fénygörbék közepes Julián dátumát tüntettük fel, a következő hat oszlopban pedig a foltok asztrografikus hosszúságait ( $\lambda_1, \lambda_2$  – a pálya fázisában kifejezve), a szélességi koordinátákat ( $\beta_1, \beta_2$  – fokokban), valamint a foltok méretét kifejező sugarakat ( $\gamma_1, \gamma_2$  – középponti szögeket, fokokban mérve). A táblázat utolsó oszlopa a csillag teljes felszínének foltal fedett részét

<sup>17</sup> az illesztés poláris foltokkal már akkor is lehetetlenné válnék, ha a foltalan fényesség akár csak néhány század magnitúdóval volna halványabb, nem poláris foltokkal pedig legtöbb esetben nem kapható elfogadható eredmény

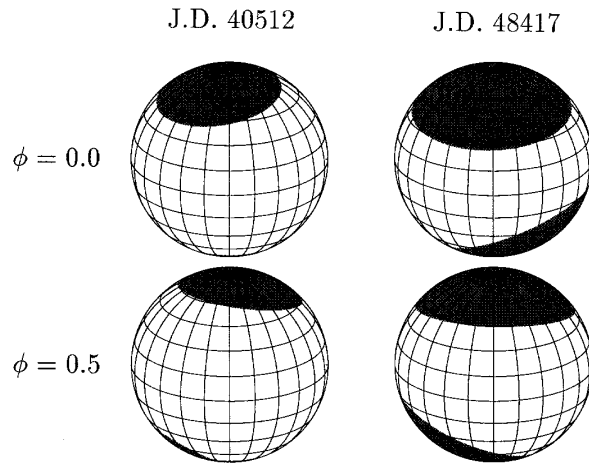


2.20. ábra: Modellgörbék a teljes észlelési anyagra (folytatás).

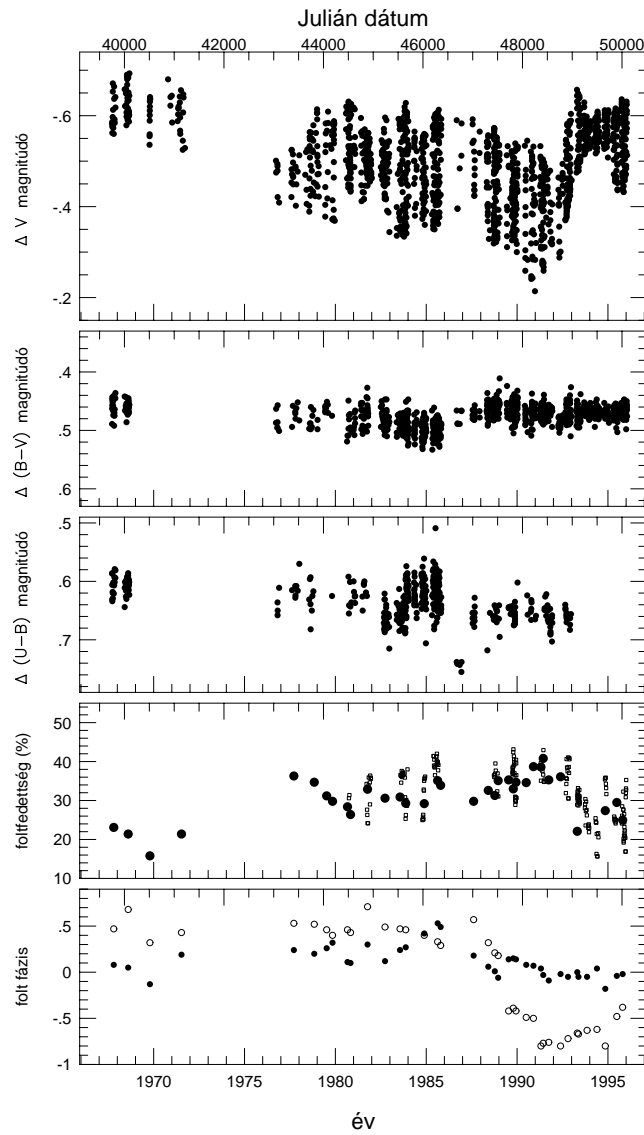


2.5. táblázat: Az eredményül kapott foltparaméterek

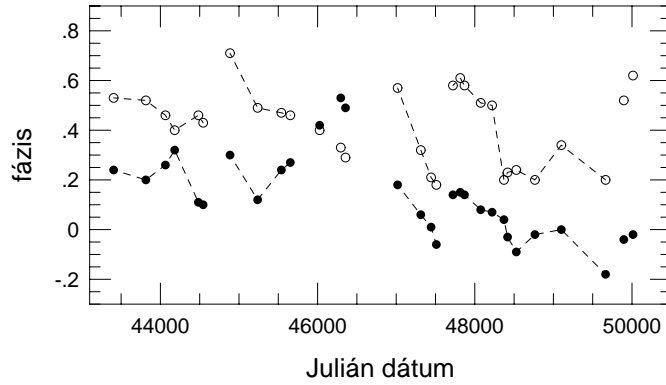
J.D. átlag	$\lambda_1$ (a pálya fázisában)	$\lambda_2$	$\beta_1$ (°)	$\beta_2$	$\gamma_1$ (°)	$\gamma_2$	terület (%)
39785	0.08	0.47	78	-54	33.5	45.3	23.1
40075	0.05	0.68	72	-68	30.1	45.1	21.4
40512	-.13	0.32	79	-59	39.8	23.7	15.8
41146	0.19	0.43	83	-56	37.1	39.2	21.4
43405	0.24	0.53	86	-59	50.5	50.4	36.3
43815	0.20	0.52	78	-71	44.9	53.3	34.7
44064	0.26	0.46	82	-58	45.8	47.3	31.2
44182	0.32	0.40	86	-55	43.5	47.2	29.8
44483	0.11	0.46	76	-53	40.8	47.5	28.4
44544	0.10	0.43	79	-49	42.9	42.3	26.4
44886	0.30	0.71	81	-70	45.9	49.8	32.9
45237	0.12	0.49	83	-54	43.7	48.2	30.6
45539	0.24	0.47	82	-54	47.0	45.5	30.9
45653	0.27	0.46	78	-56	46.5	43.4	29.3
46026	0.42	0.40	85	-61	48.3	41.3	29.2
46295	0.53	0.33	82	-64	44.0	54.7	35.1
46355	0.49	0.29	78	-72	48.0	49.2	33.9
47018	0.18	0.57	77	-61	46.2	44.6	29.8
47313	0.06	0.32	81	-69	52.1	42.8	32.6
47444	0.01	0.21	81	-58	50.0	43.0	31.3
47511	-.06	0.18	86	-59	47.8	51.2	35.1
47722	0.14	0.58	73	-68	50.6	48.8	35.3
47815	0.15	0.61	75	-48	50.6	45.1	33.0
47869	0.14	0.58	72	-48	50.5	47.9	34.7
48075	0.08	0.51	71	-57	51.2	47.0	34.6
48220	0.07	0.50	71	-66	53.4	51.0	38.7
48371	0.04	0.20	81	-79	54.3	49.9	38.8
48417	-.03	0.23	81	-67	53.8	53.6	40.8
48528	-.09	0.24	81	-60	55.6	43.2	35.3
48765	-.02	0.20	86	-60	52.4	48.1	36.1
49101	.00	0.34	73	-43	40.4	37.2	22.1
49664	-.18	0.20	84	-67	39.8	46.9	27.4
49896	-.04	0.52	73	-71	42.2	48.1	29.5
50013	-.02	0.62	76	-67	44.3	38.3	25.0
közép	0.12	0.43	79	-61	46.1	45.9	30.9
±	0.17	0.15	5	8	5.9	5.7	5.6



2.21. ábra: Poláris sapkák a HK Lac felszínén minimális és maximális foltfedettség esetén.



2.22. ábra: A teljes észlelési anyag modelleredményei.



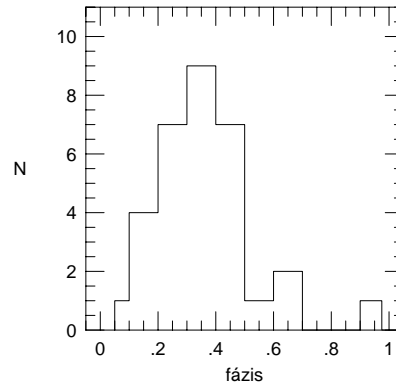
2.23. ábra: A HK Lac északi (pontok) és déli (karikák) pólusain lévő aktív területek súlypontjainak fázisértékei az időben. További magyarázat a szövegben.

mutatja, a felszín százalékában. A táblázat alsó két sora a paraméterek átlagértékeit és azok szórását tünteti föl. A fényváltozások a három évtizednyi megfigyelés alatt széles magnitúdóskálát futottak be.<sup>18</sup> Látható, hogy ennek ellenére a pólusok gyakorlatilag mindvégig folttal fedettek maradtak, a poláris "sapkáknak" az idők során csupán a helyzete és mérete módosult némileg. A foltok elhelyezkedésére a 2.21. ábrán két példa szerepel. Az egyik a csillag legfényesebb (1968), a másik a leghalványabb (1990-91b) állapotának megfelelő modellt mutatja.

A 2.22. ábrán a teljes időskálát lefedő modelleredményeket foglaltuk össze. A felső három panel az észleléseket tünteti föl  $V$ -ben,  $B - V$ -ben és  $U - B$ -ben. A csillag a felfedezést követő évben érte el az eddig észlelt legfényesebb állapotát:  $\Delta V_{max} = -0,^m69$  (Blanco & Catalano 1970). A rákövetkező, 1970-77. közötti időszakból észlelési adat nem áll rendelkezésre. Ezidő alatt a csillag fényessége jelentősen lecsökkent. A közepes fényesség értéke 1977-88. között alig változott,  $\Delta V_{mean} = 0,^m49$  volt, majd ezután csökkenni kezdett, s a HK Lac 1991-re elérte az eddig észlelt leghalványabb állapotát ( $\Delta V_{min} = -0,^m24$ ). Ezt 1992-ben egy gyors kifényesedés követte, mely alig több, mint egy évig tartott, minek utána az átlagos fényesség  $\Delta V_{mean} = -0,^m56$  értéken megállapodott, s 1993-94-ben lényegesen nem változott. Ez az érték 1995-96-ban csekély mértékben – kb.  $0,^m02$ -val – halványodott. A folttal fedettség teljes csillagfelszínre vetített százalékát a 2.22. ábra negyedik panelja mutatja. Az eredmények szerint foltok a teljes felszínnek átlagosan a 30%-át borítják, de extrém esetben ez az érték eléri a 40%-ot!

A foltok 2.5. táblázatban feltüntetett hosszúsági koordinátái (fázisai) a 2.23. ábrán láthatók. A tele körök az északi, a karikák a déli póluson lévő folt fázisának változásait mutatják. A foltok hosszúsági koordináta változását tekintve egy általános trendet vehetünk észre: a foltok lassan, retrográd irányban vándorolnak, a fázisok időben csökkennek. Néhol azonban a fázisok értékeiben hirtelen ugrás tapasztalható. Noha a foltmodellezés alapparamétereiben lényeges a különbség, az eredmény mégis hasonlít az Oláh *et al.* (1991) által közöltekre. Az idézett munkában a szerzők a fázisugrások interpretációjaként egy-egy újabb aktív vidék (folt) felbukkanását említik. Jelen eredmények

<sup>18</sup>Előfordult, hogy a fénygörbe maximuma  $0,^m25$ -val volt a foltatlan szint alatt, miközben a fényváltozás amplitúdója meghaladta ezt az értéket.



2.24. ábra: A HK Lac északi és déli pólusain lévő poláris sapkák hosszúságértékeinek különbsége. A leggyakrabban előforduló érték 0,35 ( $\approx 110^\circ$ ).

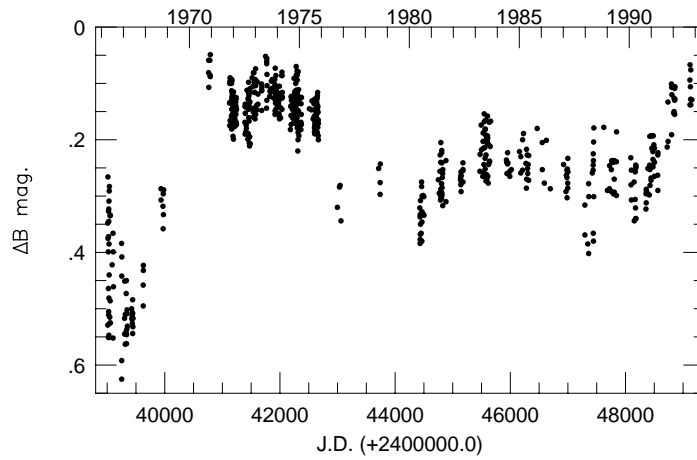
alapján inkább valószínűsíthető, hogy a csillag globális mágneses terének átstrukturálódása folytán a pólusok körüli foltosodás mértékében következik be hirtelen változás, mely végsősoron a pólusok körüli aktív területek súlyponteltolódásához – így a foltokat közelítő kör alakú modellek hosszúsági koordinátaiban hirtelen bekövetkező ugráshoz – vezet.

A 2.24. ábrán a két poláris "sapka" fázisértékének különbsége szerepel. Észrevehető, hogy a három évtizedet felölelő időszakban a foltok hosszúsági koordinátái közötti szeparáció  $112^\circ$  közéérték körül ingadozott. Ez a kép összhangba hozható egy olyan elképzeléssel, mely a poláris foltok között transzekvatoriális mágneses kapcsolatot feltételez. A csillag egyfajta ferde rotátor: a mágneses pólusok (tehát a két aktív vidék) közötti transzekvatoriális kapcsolatot a poloidális tér biztosítja. A globális változások így egyszerre mutatkoznak meg mind az északi, mind pedig a déli poláris folt viselkedésében. A rotátor aszimmetriája pedig a másodkomponens hatásával magyarázható.

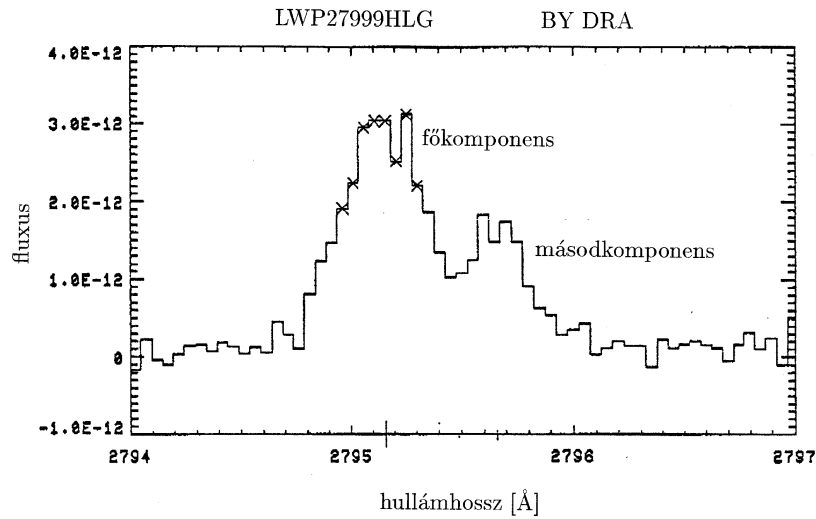
### 2.2.2. BY Draconis: foltmodell két aktív komponensre I.

**2.2.2.1. Fotometriai adatok.** A BY Draconis (=HDE 234677=Gliese 719=BD+51°2402; dK5e+dK7,5e, Pettersen *et al.* 1992) spektroszkópiai kettős<sup>19</sup>, melyben a főkomponens adja a látható fény hullámhosszán az összfényesség kb. kétharmadát. A csillagról a hatvanas évektől kezdve (Chugainov 1966, 1973) készültek fotometriai észlelések. Az összegyűjtött fotometriai észlelések a 2.25. ábrán láthatók  $V$  és  $B - V$  színekben 1965-től egészen 1993-ig. Az összegyűjtött észlelési anyag forrásai megtalálhatók egyrészt Pettersen *et al.* (1992) munkájában, az 1990-93. közötti időszak észlelései pedig az MTA CSKI Piskéztetői Observatóriumában készültek (Kövári & Oláh 1996). Összehasonlító csillagként a SAO 31070 (=HD 172268) szolgált:  $V = 7,^m90$ ,  $B - V = 1,^m27$  (Rodonò & Cutispoto 1992). Látható, hogy a felfedezést követő néhány évben volt a csillag a leghalványabb, ugyanakkor a fényváltozás ekkor – 1965-ben – volt a legnagyobb amplitúdójú:  $V$ -ben  $0,^m27$ . Ezután a '70-es évek közepéig tartó  $0,^m35$ -t is meghaladó kifényesedés következett, miközben a fényváltozások amplitúdója alig érte el a néhány század mag-

<sup>19</sup>Nemrégiben Zuckerman *et al.* (1997) egy harmadik – valószínűleg barna törpe – komponens létéről adtak hírt 17 ívmásodperces szeparáció ( $\approx 750$  AU) mellett. Egy ilyen távoli harmadik komponens jelenléte azonban gyakorlatilag nincs hatással a szoros kettősrendszer aktivitására.



2.25. ábra: Összegyűjtött fotografikus és fotoelektromos fotometriai mérések a BY Dra-ról 1965-től 1994-ig.



2.26. ábra: A BY Dra-ról készített IUE spektrum a Mg II  $k$  vonalán. A kromoszférikus aktivitás mindkét komponensen nyilvánvaló.

nitúdót. A '80-as évekre a csillag átlagfényessége ismét csökkent, bár nem érte el a felfedezést követő időszakét. 1988-ban az amplitúdó ismét viszonylag nagy,  $0^{\text{m}}16$  volt. Ezt követően ismét a '70-es évek elején tapasztalthoz hasonló kifényesedés következett, mely során a csillag 1993-ban elérte az eddig mért legfényesebb állapotát ( $V_{\text{max}} = 8^{\text{m}}025$ ), amely  $0^{\text{m}}03$ -val meghaladta az 1970-es szintet. Az 1994-es mérések tanúsága szerint a csillag fényessége alig észrevehetően csökkent (Guinan – személyes közlés).

**2.2.2.2. Mindkét komponens aktivitására utaló jelek.** A csillag hosszú időskálán követett fotometriai viselkedéséből kiindulva egyes szerzők már korábban felvetették mindkét komponens aktivitásának lehetőségét (Pettersen *et al.* 1992, Rodonò & Cutispoto 1992). Léteznek azonban direkt spektroszkópai bizonyítékok is (Bopp & Evans 1973, Oláh 1984) arra vonatkozóan, hogy – noha a másodkomponens luminozitása  $V$ -ben csupán fele a

főkomponensének, a halványabb csillag aktivitásából eredő hatások igenis elkülöníthetőek és mérhetőek (Oláh & Kővári 1997a). A 2.26. ábrán a BY Draconisról 1994-ben készített IUE LWP spektrum látható (Guinan – személyes közlés), amelyen a magnézium vonalakon a két komponens külön-külön is jól felismerhető. A kettős aktivitás további jeleit is sikerült felfedezni: Vogt (1980) a másodkomponensről származó változó  $H_\alpha$  emissziót mutatott ki. Mindezek ellenére az eddig közölt fotometriai modellek csupán a főkomponens foltjaival számoltak (Vogt 1975, Oskanyan *et al.* 1977, Poe & Eaton 1985, Rodonò *et al.* 1986). Egyedül Davidson & Neff (1977) tettek kísérletet a másodkomponensen foltok figyelembevételére, igaz, végül mégis a főkomponens foltjaival magyarázták fotometriai észleléseiket.

A foltmodellek készítésénél – mint láttuk – a folthőmérséklet egy igen lényeges paraméter, mely döntő hatással van a modelleredményekre. A következő gondolatmenet során induljunk ki abból a feltevésből, hogy csupán a főkomponensen található foltok! A BY Dra esetében problémaként jelentkezik, hogy alacsony inklináció mellett ( $i = 28^\circ$ , Vogt & Fekel 1979) az 1965-ben tapasztalt eddigi minimális átlagfényességhez nagy amplitúdójú fényváltozás párosult. A szinuszoidális fényváltozást viszonylag könnyen le lehetne írni egy nagyméretű hideg folttal ( $T_{spot} \approx 2000\text{K}$ ) a főkomponens felszínén, ahogyan azt Bopp & Evans (1973) is tették. Ilymódon azonban lehetetlen követni a színindex görbét. Az eddigi vizsgálatok azt mutatják, hogy a valósághoz közelebb áll a BY Draconishoz hasonló törpecsillagok esetében tapasztalt  $T_{spot} = 3500 \pm 500\text{K}$  folthőmérséklet érték (Vogt 1975, 1981; Davidson & Neff 1977; Poe & Eaton 1985, Kővári 1999). Egy ilyen értékből kiindulva a következő problémával találjuk szembe magunkat: a BY Dra esetében egy igen nagy kiterjedésű – a teljes poláris régiót elfedő – folt szükséges, hogy az átlagfényességet a 1965-ben mért értéknek megfelelő szintre csökkentse, ezesetben viszont a nagy amplitúdójú fényváltozás és vele együtt a nagy amplitúdójú színindex változás válik követhetetlenné. Az 1965-ös fénygörbét tehát tekinthetjük indirekt bizonyítéknak is arra vonatkozóan, hogy a másodkomponensen is léteznek foltos területek.

**2.2.2.3. A fénygörbék modellparaméterei.** A két komponens spektráltípusa dK4e+dK7,5e (Keenan 1980), vagy dK5e+dK7e (Pettersen *et al.* 1992), mely felhasználásával Bessel (1979)  $T_{eff}$ -spektráltípus kalibrációi alapján a komponensek felszíni hőmérsékletére 4500K, illetve 4000K adódik. A 2.6. táblázatban összefoglaltuk a modellezés során rögzített hullámhosszfüggő paramétereket. A csillag referencia (folttalannak feltételezett)

2.6. táblázat: A foltmodellezés rögzített paraméterei

hullámhossz	$\Delta m_{unsp}$	$L_P$	$L_S$	$u_P$	$u_S$
4400Å	0.050	0.75	0.25	1.00	1.00
5500Å	0.125	0.69	0.31	0.83	0.88
7800Å	-0.100	0.61	0.39	0.60	0.62

fényességét ( $\Delta m_{unsp}$ ) az 1993-ban mért eddigi maximális fényesség szintjéhez igazítottuk.<sup>20</sup> A két komponens luminozitás arányát Kurucz (1979) táblázatai alapján számoltuk Vogt & Fekel (1979) ( $L_P/L_S$ )<sub>6550Å</sub> =  $1,93 \pm 0,3$  és Lucke & Mayor (1980) ( $L_P/L_S$ )<sub>3600Å-5200Å</sub> =  $2,9 \pm 0,3$  méréseiből kiindulva. A szélsőtétedési együttthatók Al-Naimiy (1978) táblázataiból származnak.

A csillagra eléggé kedvezőtlen szögből ("pole-on") látunk: az inklináció értéke Vogt & Fekel (1979) alapján  $28^\circ$ , ennek következtében a komponensek felszínének mintegy 25%-a sohasem látható. Az észlelések fázisértékeit egy tetszőlegesen választott epochától (JD<sub>0</sub>=2439000,0) számítottuk,  $P_{rot} = 3,8285$  rotációs periódust feltételezve (Pettersen *et al.* 1992).

**2.2.2.4. A modellezési technika.** A modellezési eljárás alapjául Budding (1977) analitikus egyenletei szolgáltak (2.1.1. szakasz). Jelen esetben azonban a két komponens mindegyikére egy-egy folt került, több folt feltételezésével ugyanis jelentősen növekedne a kapott eredmény bizonytalansága. Az egyes komponenseken a folthőmérsékletek egymástól független becslésére a színindex görbék illesztései szolgáltak. Ehhez egy kétdimenziós  $\chi^2_C$  felületet alkottunk a  $(\Delta T_1; \Delta T_2)$  sík felett, ahol  $\chi^2_C$  a  $C$  észlelt színindex görbe modellillesztésének jósága, míg  $\Delta T_i$  az  $i$ -edik komponens felszínén elhelyezkedő folt feltételezett relatív hőmérséklete a csillag felszíni hőmérsékletéhez viszonyítva. A  $\chi^2_C$  térképről azután leolvasható a legjobb illesztéshez tartozó, tehát legvalószínűbb folthőmérséklet-pár (Kővári & Oláh 1996). A vizsgált relatív folthőmérséklet tartomány  $-500\text{K}$ -tól  $1800\text{K}$ -ig terjedt, azaz nem zártuk ki a csillag felszínénél akár  $500\text{K}$ -kal forróbb foltok létének lehetőségét sem (Davidson & Neff 1977). Végsősoron tehát a modellezési eljárás rögzített kiindulási paraméterei a következők voltak: az inklináció, a szélsőtétedés, a folthőmérséklet és a felszíni hőmérsékletek értékei a két komponensen külön-külön, valamint a rendszer referencia (folttalannak feltételezett) fényessége, a két komponens között a luminozitások arányában felosztva. Szabad paraméter csupán a két komponens egy-egy foltjának asztrografikus pozíciója ( $\lambda_1, \beta_1, \lambda_2, \beta_2$ ), valamint a foltok mérete ( $\gamma_1, \gamma_2$ ) volt.

**2.2.2.5. Eredmények.** A 2.7. táblázatban a két komponensre külön-külön eredményül kapott folthőmérséklet értékeket ( $\Delta T_i = T_{star_i} - T_{spot_i}$ ), valamint a kapcsolódó geometriai foltparamétereket ( $\lambda_i, \beta_i, \gamma_i$ ) foglaltuk össze. A táblázat utolsó két sora a foltfedettséget ( $cr_i$ ) mutatja a csillag teljes felületének százalékában.<sup>21</sup> A 2.27. ábrán példaképpen az 1965-ös  $B$  és  $V$  észlelések felhasználásával készített  $\chi^2_C$  térkép látható. Az ábra legsötétebb tartományai felelnek meg a legjobban illeszkedő modelleknek.

A BY Dra-ról 1965-ben jegyezték fel az eddigi legnagyobb amplitúdójú fényváltozást ( $\Delta V = 0,^m22$ ), ugyanakkor a rendszer ekkor volt a leghalványabb (ld. a 2.25. ábrát!). Az 1965-ös észlelési anyagra kapott legjobb modellillesztés szerint mindkét csillagon nagy kiterjedésű foltos terület helyezkedett el, melyek hőmérséklete csupán néhány száz fokkal volt hidegebb a fotoszférák hőmérsékleténél. A főkomponens foltjának relatív

<sup>20</sup> Jelen vizsgálat a valaha mért legfényesebb állapotról feltételezi, hogy az folttalan, bár a további vizsgálatok során (Kővári 1999) ezt az értéket finomítani fogjuk.

<sup>21</sup> Figyelembe véve, hogy az inklináció szöge  $28^\circ$ , a csillagok felszínének mintegy 25%-át sohasem láthatjuk, így a teljes folttal fedett összterület a 2.7. táblázatban közölt értékeket minden bizonnyal meghaladja.

2.7. táblázat: Az eredményül kapott foltparaméterek és folthőmérséklet értékek

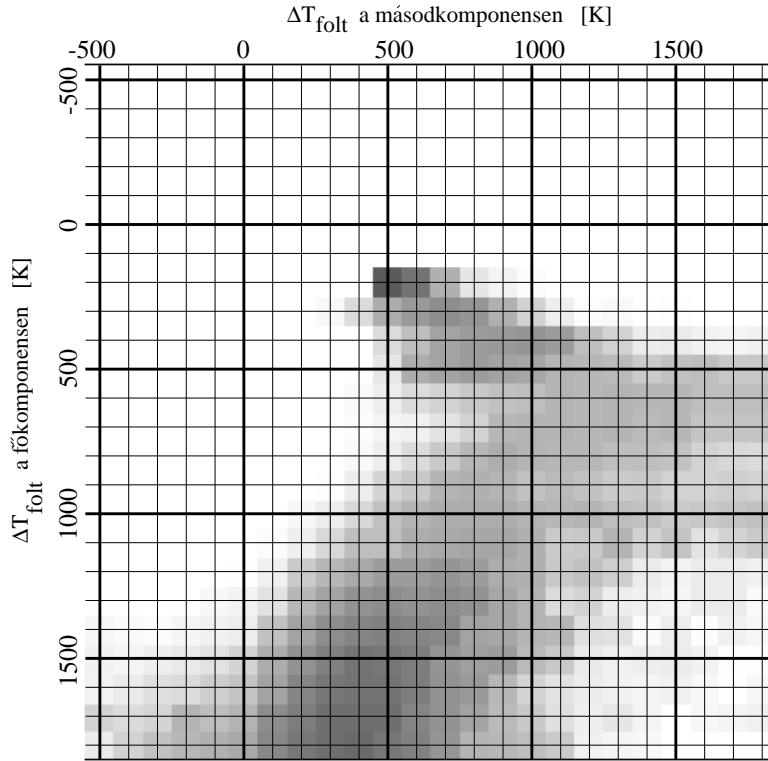
év	1965	1988	1988	1991	1991
színindex	$B - V$	$B - V$	$V - I_C$	$B - V$	$V - I_C$
$\Delta T_1$ [K]	200	200	200	100	100
$\Delta T_2$ [K]	500	200	300	200	300
$\lambda_1$ [°]	277	262	269	270	287
$\beta_1$ [°]	45	46	56	65	77
$\gamma_1$ [°]	76,8	69,5	57,2	69,7	55,3
$\lambda_2$ [°]	262	263	253	232	234
$\beta_2$ [°]	56	49	61	72	72
$\gamma_2$ [°]	68,9	66,9	53,6	59,9	51,4
$cr_1$ [%]	38	32	23	33	22
$cr_2$ [%]	32	30	20	25	19

hőmérsékletére 200K, míg a másodkomponens foltjára 500K adódott. Abszolút skálán tehát a folthőmérsékletek rendre 4300K és 3500K voltak. Megjegyezzük, hogy a  $\chi^2$  térkép alapján egy alternatív megoldás is felvetődhet  $(\Delta T_1; \Delta T_2) = (1800\text{K}; 400\text{K})$  értékpárnál, azonban az illesztések láthatóan, mintegy 10%-kal rosszabbak. Mindenesetre, ez utóbbi eredmény is rámutat arra, hogy a másodkomponens hatását akkor sem lehetne figyelmen kívül hagyni, ha a főkomponensen jóval hidegebb folt lenne. A 2.28. ábrán a  $B$ ,  $V$  és a  $B - V$  észlelésekre illesztett modell látható. A 2.7. táblázatban feltüntetett geometriai paraméterek alapján, a szinuszoidális fényváltozásnak megfelelően a foltok a két csillagon hasonló asztrografikus hosszúságértékeknél helyezkednek el, az egyes komponensek teljes felületének 38%-át, illetve 32%-át borítva be.

1988-ban a  $B$  és a  $V$  észlelések mellett már rendelkezésre álltak infravörös ( $I_C$ ) észlelések is, így lehetővé vált a  $B - V$  és a  $V - I_C$  színindexek alapján kapott eredmények összehasonlítása. Ezen időszakban a csillag fényváltozásának amplitúdója ( $\Delta V = 0,^m2$ ) megközelítette az 1965-ös amplitúdót, bár az átlagos fényesség szintje nem volt annyira mélyen. A 2.29. ábra baloldali oszlopában a színindex görbékre kapott illesztéseket mutatjuk be, melyet a  $\chi^2_{B-V}$  térképen a  $(\Delta T_1; \Delta T_2) = (200\text{K}; 200\text{K})$  folthőmérséklet-pár jelölt ki, míg a  $\chi^2_{V-I_C}$  térképen a  $(\Delta T_1; \Delta T_2) = (200\text{K}; 300\text{K})$  értékpár. A  $V - I_C$ -re bemutatott illesztésről meg kell jegyeznünk, hogy – noha a  $B - V$ -re illesztett foltmodellel azonos paramétertartományban van – mégsem a legjobb, ugyanis létezik egy kb. 10%-kal jobb megoldás  $(\Delta T_1; \Delta T_2) = (1100\text{K}; 200\text{K})$ -nél. Ennél az értékpárnál azonban nem találtunk a  $B - V$  színindexre is megfelelő modellt, továbbá az 1965-ös eredményekkel – és mint látni fogjuk, az 1991-es eredményekkel is – a  $(\Delta T_1; \Delta T_2) = (200\text{K}; 300\text{K})$  megoldás mutat nagyobb hasonlóságot, így a  $(\Delta T_1; \Delta T_2) = (1100\text{K}; 200\text{K})$ -nél talált minimumot, mint megoldást elvetettük. A 2.7. táblázatból kiolvasható, hogy a szinuszoidális fényváltozásnak megfelelően a foltok közel azonos asztrografikus hosszúságokon helyezkednek el, a fedettség pedig 20-30% körüli.

1991-ben a rendszer maximális fényessége az 1988-as szinthez volt hasonló, azonban az amplitúdó alig érte el a  $0,^m05$  értéket. A 2.7. táblázatban feltüntetett eredmények



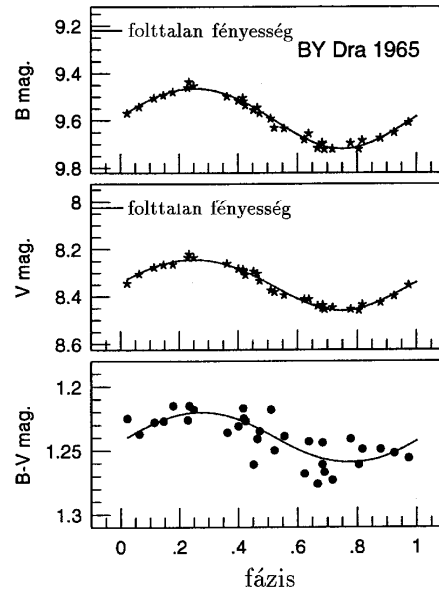
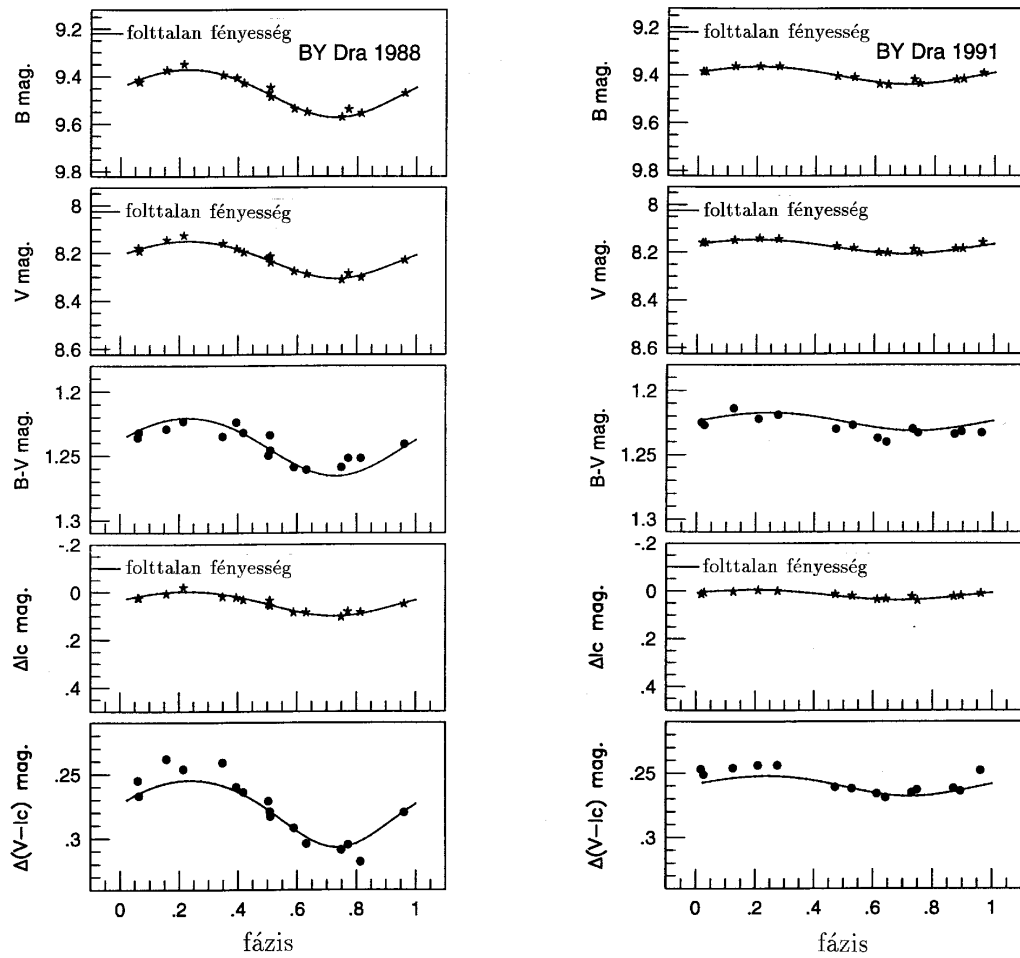


2.27. ábra:  $\chi^2_C$  térkép az 1965-ös  $B$  és  $V$  adatokra illesztett modellek alapján.

mindazonáltal az 1988-as és az 1965-ös eredményekkel jó egyezést mutatnak, a folttal fedett területek pedig megegyeznek az 1988-ban kapott értékekkel. A modellillesztések a 2.29. ábra jobboldali oszlopában láthatók.

**2.2.2.6. Összegzés.** A 2.7. táblázat értékei alapján megállapítható, hogy a három vizsgált időszakban a foltok mindkét komponensen viszonylag nagy területet fedtek le, s helyzetüket tekintve csupán kevésbé változtak. A rendszer átlagos fényességszintjében és az amplitúdó nagyságában bekövetkező változásokat modellünk alapján a következőképpen értelmezhetjük: a modellfoltok méretében bekövetkező változások háttérben valószínűleg a valódi foltos (aktív) területeken belül a foltok számának (összterületének) változása áll, a modellfoltok helyzetének változását pedig az aktív területen belül a foltok súlypontjának eltolódása magyarázhatja. A foltos területek koordinátáinak viszonylagos állandósága alapján felvetődik az aktív hosszúságok, aktív fészkek lehetősége, melyre a kettősség szerepe lehet a heurisztikus magyarázat, háttérben a két komponens gravitációs (Schrijver & Zwaan 1991) és mágneses terének (Vahia 1995) kölcsönhatásával.

A 2.7. táblázat alapján felfedezhető némi különbség ugyanazon időszak  $B - V$  illetve a  $V - I_C$  színindex görbéinek illesztése alapján eredményül kapott folthőmérsékletek és kapcsolódó foltparaméterek értékeiben: a  $V - I_C$  illesztések alapján a kapott folthőmérsékletek a másodkomponensen 100K-kal hidegebbek, ugyanakkor (de csak részben ennek következtében) a foltok területe szisztematikusan kisebbre adódott. Ennek magyarázatául kínálkozik egyrészt, hogy a hullámhosszfüggő szélsőtétedés értéke, mely hatással van a színindex amplitúdóra, sokkal nagyobb szerephez jut a  $V - I_C$  színindexnél, mint a  $B - V$

2.28. ábra: Az 1965-ös  $B$ ,  $V$  és a  $B - V$  görbékre illesztett modell.2.29. ábra: Az 1988-as és az 1991-es  $B$ ,  $V$ ,  $I_c$ , valamint a  $B - V$  és  $V - I_c$  görbékre illesztett modellek.

színindex esetében (Kövári & Oláh 1996). Másik lehetséges magyarázat az, hogy ilyen jelentős foltosodás esetén, mint amelyet a modellparaméterek tükröznek, az infravörös excesszus számottevően megnőhet (Katsova & Tsikoudi 1993), mely hatással van a  $V - I_C$  színindexre. Ennek alapján úgy tűnik, hogy a BY Dra esetében a folthőmérséklet becslésére a  $B - V$  színindex észlelések alkalmasabbak a  $V - I_C$  színindex használatánál.

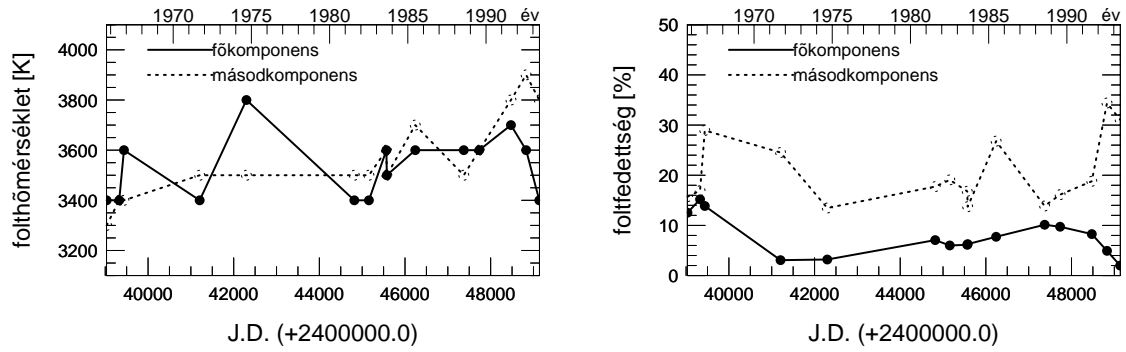
Végül megjegyezzük, hogy – amint arról az 1988-as adatok modellezése kapcsán már szót ejtettünk – a  $\chi^2$  térképeken – és ez a példaként bemutatott 1965-ös térképen (2.27. ábra) is jól látszik – az elfogadható illesztések halmazát tekintve megfigyelhető egy alternatív tendencia is. Eszerint a főkomponensen egy igen hideg terület található ( $\Delta T_1 \approx 1500\text{K}$ ), miközben a mellékkomponensen elhelyezkedő folt relatív hőmérséklete csak kevéssé, néhány száz fokkal marad a fotoszféra hőmérséklete alatt, vagy esetleg kis mértékben meghaladja azt (forró folt). A módszerünk által szolgáltatott eredményekről éppen ezért nem állíthatjuk, hogy kizárólagosak, hiszen a bemenő paraméterek által kifizetett lehetséges paraméter-teret (és itt legfőképpen a folttalan hőmérséklet beállítására gondolunk) korántsem tudtuk teljesen feltérképezni.

Összefoglalva az eddigieket elmondhatjuk, hogy a BY Dra megfelelő jelöltnek tűnt a kettős foltaktivitás vizsgálatára. Az 1965-ös  $B$  és  $V$  észlelésekre elkészített, két foltos komponenst feltételező modell választ tudott adni a rekord amplitúdójú fényváltozásra, amely a rendszer legalacsonyabb fényességszintjével párosult. Sikerült konzisztens folt-paraméter értékekkel modellezni mindhárom vizsgált időszak (1965, 1988, 1991)  $B$ ,  $V$  és  $I_C$  észleléseit, noha a rendszer fényessége és a fényváltozások amplitúdói is jelentősen eltértek. A modellek alapján a fő- és a másodkomponens folthőmérsékletére a következő értékek adódtak:  $T_{spot_1} = 4300\text{K} \pm 100\text{K}$ ,  $T_{spot_2} = 3700\text{K} \pm 200\text{K}$ , vagy a fotoszféra hőmérsékletéhez viszonyítva:  $\Delta T_1 = 200\text{K} \pm 100\text{K}$ ,  $\Delta T_2 = 300\text{K} \pm 200\text{K}$ .

**2.2.2.7. Hosszú időskálájú vizsgálatok eredménye.** E szakaszban röviden bemutatjuk azokat a legújabb eredményeket, melyek a BY Dra-ról készített, hosszabb időskálát felölelő többszín-fotometriai észleléseket feldolgozó vizsgálat alapján születtek (Kövári 1999). E vizsgálat eredményei – mint látni fogjuk – némileg eltérnek az előzőekben bemutatott három fénygörbére (1965, 1988, 1991) kapott eredménytől. Ennek legfőképpen az az oka, hogy a 2.1.4. szakaszban vázolt gondolatmenet gyakorlati alkalmazása arra a következtetésre vezetett bennünket, hogy a folttalan fényesség értéke a BY Dra esetében csekély mértékben ugyan, de felülmúlja az 1993-ban mért rekord fényességet. Azaz: a csillagot vélhetően mindig foltos állapotában észleljük. Így a folttalannak feltételezett szintet  $B$ -ben  $0^m050$ -val,  $V$ -ben  $0^m045$ -val fényesebbnek választottuk.

A folttalan fényesség szintjének módosítása után elvégzett foltmodell vizsgálatok végeredményéül kapott folt hőmérséklet- és foltfedettség értékek változását a felölelt közel három évtized alatt (1965-1993.) a 2.30. ábra (Kövári 1999) mutatja. A legszembeötlőbb változás a korábbi 1965-ös, 1988-as és 1991-es eredményekhez képest az, hogy a főkomponensen lévő folt hidegebbnek és ennek megfelelően kisebbnek adódott, mint korábban.<sup>22</sup> Érdeemes megfigyelni, hogy a folthőmérsékletek mindkét csillagon egy szűk sávban, 3600K körül ingadoznak (v.ö. Vogt 1975, 1981; Davidson & Neff 1977; Poe &

<sup>22</sup>erről az alternatívaként felmerülő lehetőségről már tettünk említést az előzőekben



2.30. ábra: A BY Dra hosszabb időskálát felölelő fotometriai vizsgálatának eredménye. A jobboldali panel a folthőmérséklet változását mutatja a két komponensen, a baloldali panelen pedig a folttal fedettség mértéke látható 1965. és 1993. között.

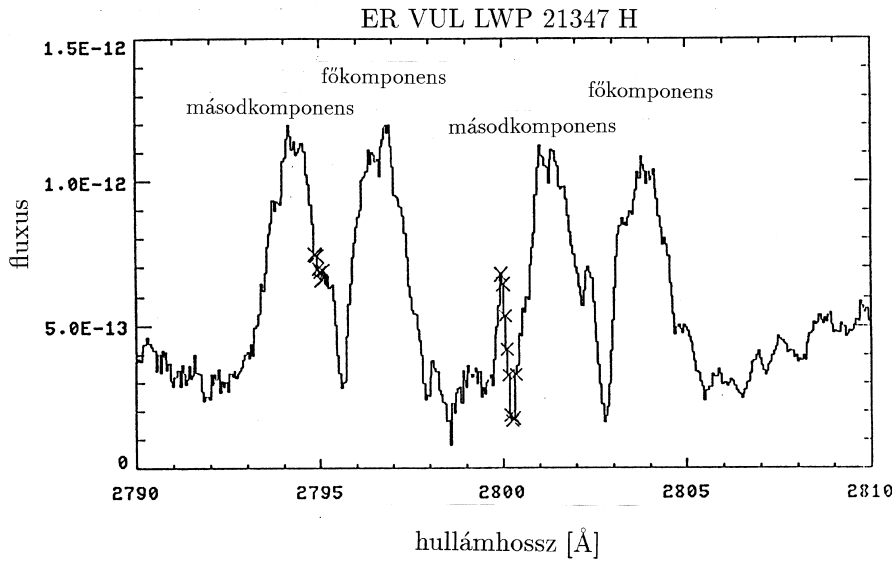
Eaton 1985), míg a főkomponens folttal fedettsége (2-15%) általában kevesebb, mint a fele a másodkomponensének (14-35%). Legcsekélyebb mértékű foltosodást a főkomponensen 1971-74-ben és 1993-ban találtunk (a folttal fedettség mértéke alig 2%-a volt a csillag látható felszínének), miközben a másodkomponensen ez az érték kb. 30% maradt. Úgy tűnik, ekkor a másodkomponens volt egyértelműen az aktívabb (v.ö. Pettersen *et al.* 1992). Ezt látszik alátámasztani Vogt (1980) 1974-ből származó észlelése, mely szerint a főkomponenstől eredő  $H_\alpha$  emisszió ezidőtájt megszűnt, miközben a másodkomponens  $H_\alpha$  aktivitása a megszokott szinten maradt. Az általunk vázolt kép ezt a korábbi eredményt látszik megerősíteni.

### 2.2.3. ER Vulpeculae: foltmodell két aktív komponensre II.

**2.2.3.1. Bevezetés.** Az ER Vulpeculae (=HD 200391=BD+27°3952,  $M_V = 7^m3$ ) az RS CVn típusú kettősök osztályának egy sokszor észlelt, jól ismert reprezentánsa. A rendszert két – Napunkhoz igen hasonló – G0V+G2V spektráltípusú csillag alkotja (Hill *et al.* 1990, Oláh *et al.* 1994). A fedési fényváltozáson túlmenően komoly foltaktivitásra utaló jelenségek régóta ismeretesek az ER Vul komponenseinek felszínén (pl. Budding & Zeilik 1987, Hill *et al.* 1990, Oláh *et al.* 1994), mely oka, hogy a csillagok rotációja a kötött keringés folytán mintegy negyvenszer gyorsabb, mint a Napé. A két csillagon megfigyelhető, közel azonos erősségű mágneses aktivitás már a komponensek fizikai paramétereinek nagyfokú hasonlóságából is következne. A rendszerparamétereket a 2.8. táblázatban közöljük. A kromoszferikus aktivitás hasonló volumenű jelenlétét a két komponensen meggyőzően mutatja a 2.31. ábra, melyen az 1991. szeptemberében rögzített IUE LWP spektrum (Oláh *et al.* 1995), látható a MgII  $h + k$  vonalain. A forróbb főkomponens után a másodkomponens foltaktivitására a közelmúltban több szerző is felhívta a figyelmet (Hill *et al.* 1990, Oláh *et al.* 1994), eddig mégsem került sor a foltmodellek készítésekor mindkét komponens hatásának figyelembevételére. Ilyen modellek alkalmazására az ER Vul esetében első ízben Oláh *et al.* (1995) és Oláh & Kővári (1997b) tettek kísérletet.

2.8. táblázat: A rendszer fizikai paramétereit Hill *et al.* (1990) alapján. Az (obs) és (mod) jelölések az észlelt ill. modellezett értékekre, a (szinkron) megjegyzés a szinkronrotáció feltételezésére utalnak.

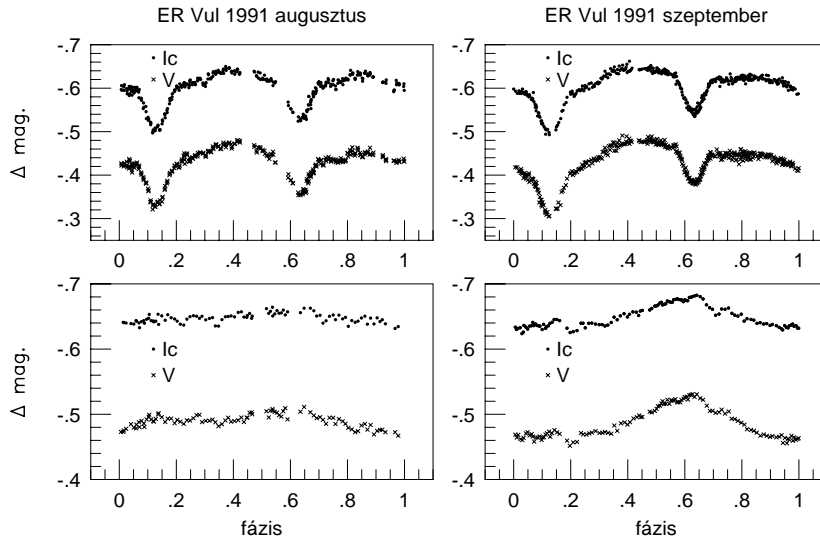
	főkomponens	másodkomponens		rendszer
$m/m_{\odot}$	$1,10 \pm 0,01$	$1,05 \pm 0,01$	$i [^{\circ}]$	$66,7 \pm 0,3$
$R/R_{\odot}$	$1,07 \pm 0,04$	$1,07 \pm 0,04$	$k(=r_2/r_1)$	$0,87 \pm 0,03$ (obs)
$T_e$ [K]	$5900 \pm 100$	$5750 \pm 200$		$1,00 \pm 0,06$ (mod)
$M_{bol}$ [mag.]	$4,49 \pm 0,11$	$4,60 \pm 0,17$	$V$ [mag]	$7,25 \pm 0,03$ (obs)
$v_{rot}$ [km/s] (obs)	$81 \pm 2$	$71 \pm 2$	$M_V$ [mag]	$3,93 \pm 0,13$ (mod)
(szinkron)	77	77	$d$ [pc]	$46 \pm 3$
$\log L/L_{\odot}$	-0,11	-0,06		



2.31. ábra: A kettős aktivitás bizonyítéka: az IUE LWP spektrumon láthatóan a MgII  $h + k$  vonalán az ER Vul mindkét komponense egyformán aktív.

**2.2.3.2. Észlelések, módszer.** A kettős aktivitás fotometriai modellezéséhez az ER Vul esetében az 1991. augusztusában és szeptemberében rögzített észlelési anyagot használtuk fel. Az augusztusi fénygörbe hat egymást követő ciklus átlagából állt elő, a szeptemberi nyolc ciklusából. Az észlelések a MTA CSKI piszkéstetői megfigyelőállomásán, illetve a Mount Laguna Observatory-ban (San Diego State Univ., USA) készültek  $UBV(RI)_C$  fotometriai rendszerben (Oláh *et al.* 1994). Noha a két észlelési időszak között csupán egy hónap telt el, a 2.32. ábra tanúsága szerint a fénygörbék alakja ezalatt számottevően megváltozott, a felszíni struktúrák jelentős változáson kellett, hogy keresztülmenjenek.

A fedési fényváltozás leválasztása az észlelt fénygörbékről a Budding & Zeilik (1987) által leírt módszer szerint történt, a foltok miatti fényváltozások modellezésére és a folthőmérsékletek egyidejű becslésére pedig a BY Dra kapcsán a 2.2.2.4. szakaszban leírt eljárás szolgált. A hőmérséklet analízishez jelen esetben a  $V - I_C$  színindex tűnt a legalkalmasabbnak, miután a teszteredmények szerint a szélsőtétedés járuléka a fényváltozásokhoz



2.32. ábra: A két vizsgált észlelési időszakból származó adatok  $V$  és  $I_C$  színekben. Az alsó két panel a fedési fényváltozás kivonása után maradó "foltos" görbéket mutatja. A fénygörbék alakja egy hónap alatt jelentősen megváltozott.

ezekben a színekben kevésbé jelentős. A modellezés során felhasznált hullámhosszfüggő paraméterek a következők: a rendszer folttalannak feltételezett (eddig mért maximális)<sup>23</sup> fényessége  $\Delta V = -0,^m53$  (Hill *et al.* 1990); az eddig észlelt maximális  $\Delta(V - I_C)$  érték alapján a folttalannak feltételezett infravörös magnitúdó:  $\Delta I_C = -0,^m682$ ; a szélsőtétedés értékei Van Hamme (1993) szerint  $V$ -ben és  $I_C$ -ben rendre  $0,^m601$  és  $0,^m564$  a főkomponensre, illetve  $0,^m431$  és  $0,^m408$  a másodkomponensre. Az egyes komponensek luminozitásaránya 55% és 45%  $V$ -ben,  $I_C$ -ben pedig 53% és 47%. A foltos területek és a fotoszférák közötti fluxusarányokat az egyes folthőmérséklet értékekhez Kurucz (1979) és Buser & Kurucz (1992) atmoszféra modelljei alapján határoztuk meg.

**2.2.3.3. Eredmények.** A 2.9. táblázat a vizsgált időszakra kapott modelleredményeket tünteti fel. Az adatok szórása  $0,^m005$ – $0,^m008$  között mozog, így a foltparaméterek közül a foltok longitudinális elhelyezkedésére és méretére vonatkozó becslések viszonylag elfogadhatóak (v.ö. a 2.1.3.1. szakaszban leírtakkal!). A foltok szélességi koordinátái ugyanakkor eléggé bizonytalanok.<sup>24</sup> A legjobb eredmények alapján két lehetséges megoldás kínálkozik: az egyik szerint a főkomponensen egy hideg (sötét) folt, míg a mellékkomponensen egy forró folt van jelen, a másik megoldás alapján mindkét komponensen hideg foltot találunk, azonban a mellékkomponensen a foltok a fotoszférához viszonyítva ezúttal is melegebbek.<sup>25</sup> A legjobb megoldások alapján elkészített illesztések a 2.33. ábrán láthatók két színben mindkét időszakban.

<sup>23</sup>Ehelyütt nem volt mód hosszú időskálájú vizsgálat lefolytatására, amint azt az előzőekben a HK Lac és a BY Dra esetében tettük, így – jobb híján – megmaradtunk a valaha észlelt legfényesebb szintnél.

<sup>24</sup>az inklináció szöge közel  $70^\circ$ , így a szélességi koordinátákra valóban nem várható pontos becslés

<sup>25</sup>Előre kell bocsátanunk, hogy a két komponens fizikai paramétereinek nagyfokú hasonlósága folytán tükrömgoldások is elképzelhetők, vagyis az általunk a főkomponensre helyezett folt valójában a mellékkomponensen van és fordítva (ld. a 2.2.3.4. szakaszt!).

2.9. táblázat: Folt hőmérséklet értékek és geometriai foltparaméterek.

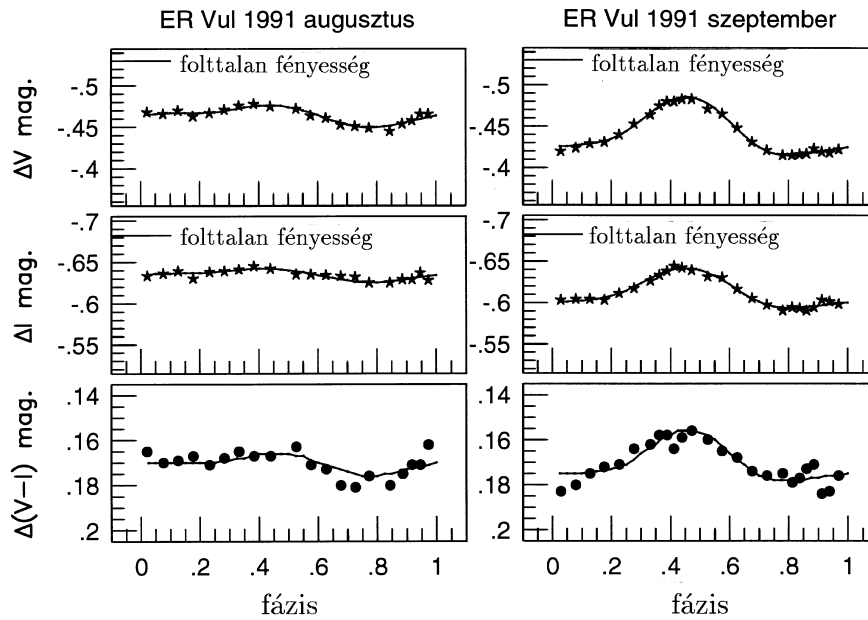
folt a főkomponensen					
dátum	$\Delta T[K]$	$\lambda [^\circ]$	$\beta [^\circ]$	$\gamma [^\circ]$	
1991. aug.	700	204	79	58,8	
	500	272	68	47,0	
1991. szept.	1200	230	87	52,2	
	1200	43	73	38,8	
folt a másodkomponensen					
dátum	$\Delta T[K]$	$\lambda [^\circ]$	$\beta [^\circ]$	$\gamma [^\circ]$	
1991. aug.	-800	183	61	25,3	
	200	80	55	53,0	
1991. szept.	-400	169	24	34,8	
	300	267	22	49,7	

A két fénygörbéből és a rájuk illesztett modellekből azonnal látszik, hogy a kettősrendszer foltaktivitása augusztusról szeptemberre fokozódott, melyet VLA rádióészlelések is megerősítenek (Rucinski 1992). A vizsgált időszakból származó eredményeket az alábbiakban foglaljuk össze:

- hideg és forró területek egyaránt találhatók a komponensek felszínén;
- az augusztusi állapothoz képest szeptemberre a foltos területek nagyobbakká váltak és/vagy hidegebbekké;
- a mellékminimum előtt a rövidebb hullámhosszakon (elsősorban ultraibolyában) kifényesedés tapasztalható, mely szeptemberre még jelentősebb;
- a szeptemberi észlelésekkel egyidőben 3,6cm-en készített VLA megfigyelések szerint a mellékminimumhoz közel ciklusról-ciklusra fényes terület vált láthatóvá, továbbá a főminimumhoz közel egy folt volt megfigyelhető (Rucinski 1992).

**2.2.3.4. Diskusszió.** Az ER Vul-t 1991. augusztusában és szeptemberében egy igen aktív állapotában sikerült megfigyelni az *UV*-től a rádióhullámhosszakig. A fotometriai és a rádiómegfigyelések egybehangzóan támogatják azt az elképzelésünket, hogy a másodkomponens felszínén esetleg fényes (forró) területeket találunk. Ezen elképzelésnek a spektroszkópiai megfigyelések (Guinan *et al.* 1991, Bradstreet *et al.* 1993) sem mondanak ellent, sőt, az 1550Å-ön mért C IV emisszió modulációja (mely a mellékminimumnál mélyebb, mint a főminimumnál) is arra utal, hogy a komponensek mindegyikén találhatók foltos területek, vélhetően a pólusok közelében. Mindazonáltal meg kell jegyezni, hogy – amint azt hamarosan látni fogjuk – a kizárólag fotometriai megfigyelésekre alapozott foltmodellek alapján az ER Vul esetében nem dönthető el, hogy egy adott folt mely komponensen van.

Láthattuk az előzőekben, hogy a megoldások 8 dimenziós terében (két hőmérséklet dimenzió és kétszer három foltkoordináta) alternatív megoldások is elképzelhetők, ami



2.33. ábra: Modellillesztések  $V$ ,  $I_C$  színekre és a  $V - I_C$  színindexre a két vizsgált időszakban.

nem feltétlenül jelenti a kapott eredmény megbízhatatlanságát, hiszen továbbra is mód nyílik olyan fontos információk szerzésére, mint a foltal fedettség hozzávetőleges mértéke, vagy a foltok longitudinális elhelyezkedése (megfigyelhető, hogy többnyire kvadrátúra pozíciókról van szó, ami valószínűleg a kettősség következménye; Oláh & Kövári 1997b).

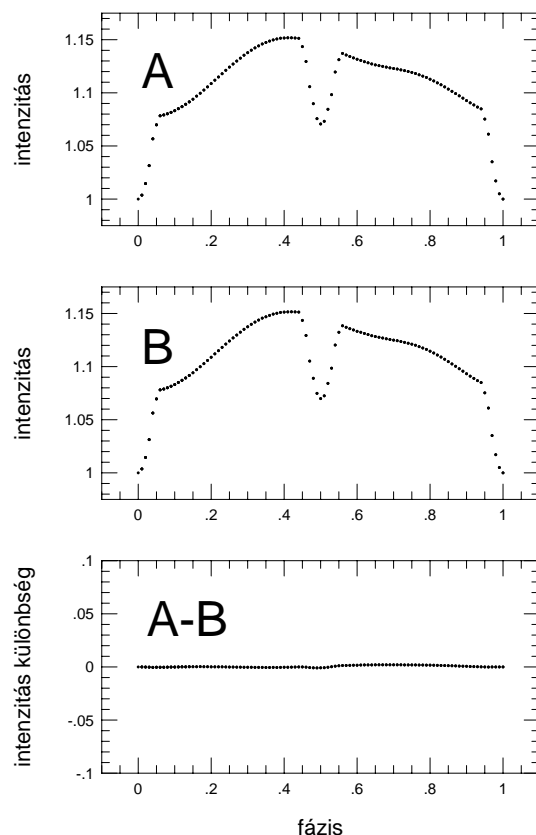
A tükrömgoldások problémájáról – tehát a megoldástérben az egyes komponenseken lévő foltok paramétereinek felcserélődéséről ehelyütt részletesebben is szólunk. Arra vagyunk kíváncsiak, hogy mód van-e, és ha igen, milyen feltételek mellett a csillagokon felbukkanó foltok helyzetének pontos megállapítására, azaz: mikor tudjuk eldönteni, hogy melyik folt melyik komponensen található?<sup>26</sup> A válaszadáshoz a Binary Maker 2.0 (Bradstreet 1993) kettőscsillag-modellező programot hívjuk segítségül.

Próbaképpen tekintsünk egy olyan – az imént közölt eredményből kiragadott – konfigurációt, melyben az egyes komponenseken levő foltok jelentősen különböznek mind a hőmérséklet, mind pedig elhelyezkedés tekintetében: eszerint az "A" konfigurációt válasszuk a 2.9. táblázat 1991. szeptemberéhez tartozó első sorát, tehát amikor a főkomponensen  $\Delta T = 1200\text{K}$  hőmérsékletű hideg folt van a póluson, míg a mellékkomponensen  $\Delta T = -400\text{K}$  hőmérsékletű forró folt van közel az egyenlítőhöz! Ehhez képest a "B" konfiguráció legyen éppen az "A" tükröképe, azaz a forró folt legyen a főkomponens egyenlítőéhez közel, míg a hideg folt a mellékkomponens pólusán!

A Binary Maker 2.0 (Bradstreet 1993) programmal előállítottuk mind az "A", mind pedig a "B" konfigurációhoz tartozó fénygörbét. Ezután a két görbe különbségét képeztük, s az eredményt a 2.34. ábra mutatja. Amint az jól látszik, a két görbe eltérése oly minimális, hogy az gyakorlatilag észrevehetetlen. Esetünkben, csupán fotometriai eszközökkel tehát nem tudjuk eldönteni, melyik folt található a fő, és melyik a

<sup>26</sup>az, hogy foltos területek mindkét komponensen egyaránt jelen vannak, a 2.31. ábrán bemutatott IUE spektrum alapján nagy valószínűséggel következik





2.34. ábra: A tükörmegoldások invarianciája: az "A" és a "B" konfigurációnak megfelelő fénygörbék és különbségük.

mellékkomponens felszínén. Az ER Vul két komponense ugyanis olyannyira hasonlít, hogy a foltmodellező program számára gyakorlatilag megkülönböztethetetlenek. (A BY Dra esetében a luminozitások különbsége miatt nem merült fel a kérdés.) Ahhoz, hogy a foltokról többet mondjunk, szimultán spektroszkópiai észlelésekre volna szükség, vagy egy olyan ritka konfigurációra, mely a csillagok fedési helyzetében foltfedést is eredményez.<sup>27</sup> A tükörmegoldások problematikájával tehát azokban az esetekben kell számolnunk, ha a két komponens fizikai megjelenésében (geometria, fényesség, aktivitási ráta, stb.) nagyon hasonlít egymásra. Ilyen esetekről közöl rövid összefoglalást Oláh & Kővári (1997a).

<sup>27</sup> A foltfedés kimutatására egyelőre csupán sikertelen próbálkozások történtek, noha a jelenség programjainkkal modellezhető volna.

### 3. Csillagfelszíni alakzatok spektroszkópiai rekonstrukciója

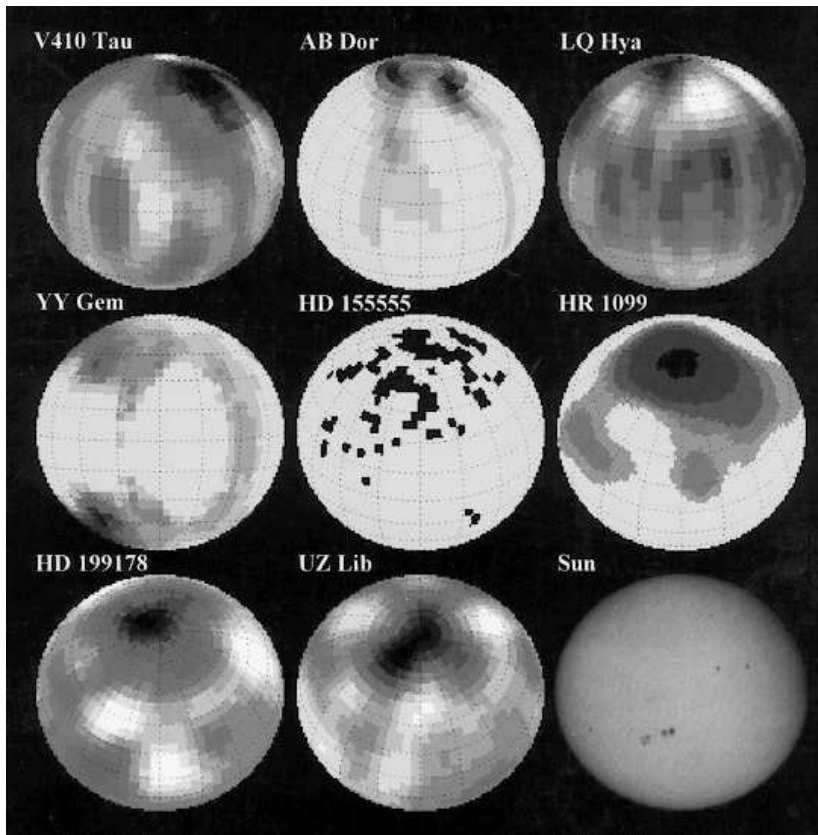
Ebben a fejezetben két – az elmúlt két évtizedben kifejlesztett, s mára széleskörben elterjedt – csillagfelszíni alakzatokat rekonstruáló technikáról lesz szó: a spektrumvonalak rotációs eredetű módosulásán alapuló *Doppler Imaging* (Vogt & Penrod 1983) és az *UV Spectral Imaging* (Walter *et al.* 1987, Neff *et al.* 1989) módszeréről.

A csillagfoltok fotometriai modellezése sok lényeges pontra mutatott rá: a foltok méretéről bebizonyosodott, hogy a napfoltokhoz képest jóval nagyobbak, a csillag felszínének akár az egyharmadát is beboríthatják, a foltok hőmérsékletét is viszonylag pontosan ismerjük, továbbá tudjuk azt is, hogy a foltok sok esetben inkább a közepes szélességeken, vagy attól feljebb, a pólusok közelében találhatók. Ugyanakkor, amint a fényváltozások modellezéséhez több folt is szükséges, a fotometriai módszerek többféle jó megoldást is nyújthatnak, ami a foltmodellezés egyértelműségét kérdőjelezi meg (Kövári & Bartus 1997). A fotometriai foltmodellezés során a csillag felszínén lévő foltról érkező összes információt egy intenzitás-fázis görbéből próbáljuk visszafejteni, ezzel szemben a Doppler-effektuson alapuló technikáknak tagadhatatlan előnye, hogy a sorozatban felvett spektrumok révén nem csupán az intenzitásra, de a radiális sebességre vonatkozó információ is rendelkezésünkre áll. Ennek eredményeképpen a fotoszférát vizsgáló *Doppler Imaging* a fotometriai technikákhoz képest megbízhatóbb, pontosabb, mindezek mellett igen látványos eredményeket szolgáltat<sup>1</sup> (ld. a 3.1. ábrát!). Ugyanakkor, mint látni fogjuk, ahhoz, hogy a *Doppler Imaging* módszer egyáltalán szóba kerülhessen, számos alapparaméter szerencsés összhangja szükséges, amely a műszerezettség jelenlegi fokán egyelőre erőteljesen leszűkíti a vizsgálatra alkalmas csillagok körét.<sup>2</sup> Ezért a következőkben az alkalmazhatóság feltételeit is áttekintjük.

A csillaglégkör felsőbb részeit tanulmányozva felmerül a kérdés, vajon a fotoszféra spektrumvonalaira kidolgozott *Doppler Imaging* alap gondolata átültethető-e a kromoszférából eredő ultraibolya spektrumvonalak vizsgálatára, hiszen a kromoszférikus aktív vidékek bocsátják ki az *UV* intenzitás túlnyomó részét (szemben a fotoszféra foltjaival, melyek a látható fényben mért összintenzitáshoz képest csupán redukált járulékot képviselnek). A kromoszférikus plage-ok az *UV* háttérből kiemelkedő fényes vidékek (pozitív képek), a fotoszféra foltjai viszont fényes háttérbe ágyazott sötét területek (negatív képek), melyből kifolyólag azonos képfelbontás eléréséhez a látható fény spektrumvonalaival képest *UV* tartományban alacsonyabb jel/zaj ( $S/N$ ) érték is elegendő. Ez számunkra kedvező, hiszen jelenleg a legjobb felbontású, üreszközök által szolgáltatott *UV* spektrumok  $S/N$  viszony tekintetében messze alulmúlják a látható fény hullámhosszán, földi eszközökkel készített spektroszkópiai felvételeket. Ennek több összetevője van: a kromoszféra a

<sup>1</sup> A látható fény hullámhosszára kidolgozott spektroszkópiai imaging-módszerek elterjedése nem jelenti azt, hogy a bizonytalanabb, nagyobb közelítésekkel dolgozó fotometriai foltmodellezési eljárásokat ezentúl egy jobb módszerrel tudjuk helyettesíteni. A *Doppler Imaging*-nél a szimultán fotometriai észlelések sok segítséget tudnak nyújtani; sőt, a fotometriai módszerek néhol előnybe kerülnek a spektroszkópiával szemben. Az egymástól független technikák inkább kiegészítik, semmint kiszorítanák egymást.

<sup>2</sup> például a  $v \sin i$  és a jel/zaj értékei, hogy csak a két legfontosabbat említsük



3.1. ábra: Csillagok felszíni struktúráinak imaging-módszerekkel előállított képei. (A témáról 1995. október 9-13. között Bécsben tartott 176. IAU Szimpózium plakátja.)

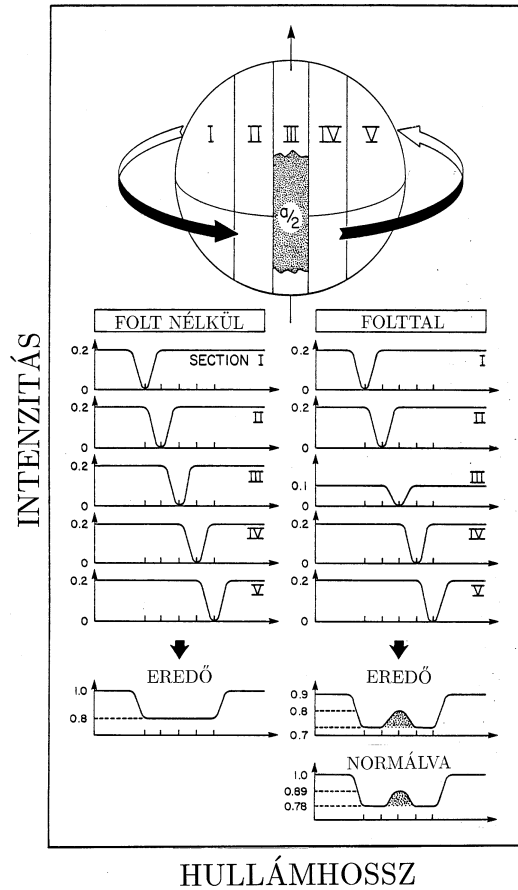
fotoszférához képest sokkal változékonyabb, a plazmaáramlások a vonalak pozícióját teszik bizonytalanná, a kromoszférában uralkodó magas (több millió K-es) hőmérséklet pedig nagyobb termális vonalszélesedést jelent. A kromoszféra feltérképezésének igazi nehézsége a fotoszférával szemben az, hogy míg a csillag fotoszférája pontról-pontra egyetlen fizikai mennyiséggel (jelen esetben a hőmérséklettel) parametrizálható, addig a plage-ok radiális irányban kiterjedt, gyorsan változó, dinamikus struktúrák. Ezért jelenleg az egyetlen eszköz, amellyel a kromoszférikus plage-okról képet alkothatunk, a kromoszférikus emissziós vonalak direkt dekompozícióján alapuló *UV Spectral Imaging* technika alkalmazása.

A továbbiakban egy-egy példán végigkövetjük az imaging technikák alkalmazásának gyakorlati menetét, majd röviden értékeljük a kapott eredményeket.

### 3.1. Aktív csillagfotoszférák spektroszkópiai vizsgálata

#### 3.1.1. A Doppler Imaging alapelve

Fekel (1980) az RS CVn típusú csillag, a HR 1099 abszorpciós vonalaiban torzulásokat talált, melyek alaposabb vizsgálata két kutatótársát (S.S. Vogt és G.D. Penrod, Lick Observatory, Univ. of California) arra a meggyőződésre juttatta, hogy a vonalak alakjának módosulása végső soron nem más, mint a csillag felszíni fényességeloszlásának egydimenziós lenyomata. Ha ezekből a lenyomatokból a rotációs fázis lefedéséhez elegendő számút gyűjtünk össze, akkor megkísérelhetjük rekonstruálni a csillag felszínének Doppler-képét.



3.2. ábra: A spektrumvonal alakjának módosulása a rotáló csillag felszínén jelenlévő folt következtében (Vogt & Penrod 1983).

Az ezen az alapon kidolgozott eljárás *Doppler Imaging* (Vogt & Penrod 1983) néven vonult be a tudományos köztudatba.<sup>3</sup> A *Doppler Imaging* technikával egy olyan eszköz került a csillagaktivitást kutatók kezébe, amely segítségével lehetőség nyílik a csillagfoltok alakjának, elhelyezkedésének, mozgásának pontosabb meghatározására, a foltok morfológiájának tanulmányozására.

A *Doppler Imaging* technika alapelve azon az egyszerű tényen nyugszik, hogy egy-egyértelmű megfeleltetés létezik egy adott spektrumvonal hullámhossz-pozíciója és a csillag látszó korongjának egy-egy – a rotációs tengely látóirányra merőleges vetületével párhuzamos, megfelelően keskeny sávja (szektora) között. A könnyebb érthetőség kedvéért tekintsük a 3.2. ábrát, melyen a csillag korongját felosztottuk öt szektorra! Mindegyik szektor hozzávetőleg azonos területű, így intenzitáshányaduk is egyenlő nagyságú (a szélsőtévedéstől ezúttal eltekintünk). A rotáció folytán az egyes szektorokból kiinduló, adott vonalon mért intenzitáshányadok a pozíciójuknak megfelelően más-más Doppler-eltolódást szenvednek. Ha ezeket az intenzitáshányadokat összegezzük, a csillag rotáció miatt kiszélesedett spektrumvonalát kapjuk.

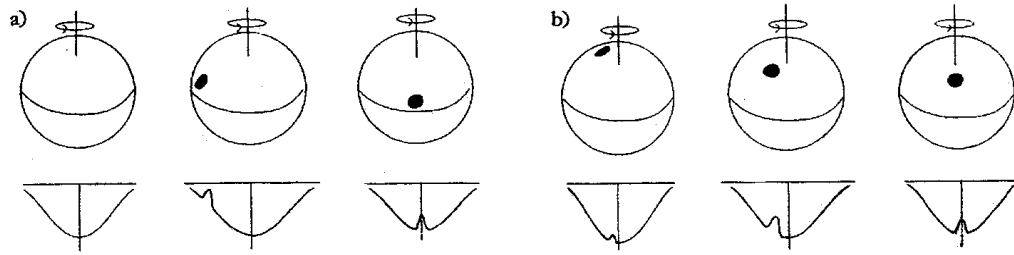
<sup>3</sup>A történet valójában korábban, 1958-ban kezdődött, amikor Deutsch (1958) közreadta munkáját, mely az Ap csillagok felszínén az egyes elemek gyakoriságát a spektrumvonalak Doppler-eltolódásából rekonstruálta. A foltos csillagokra adaptált eljárásra a *Doppler Imaging* elnevezést Vogt & Penrod (1983) vezették be.

Most azt az esetet vizsgáljuk, amikor az egyes szektorok intenzitáshányada különbözik: például az egyik szektort felerészben sötét folt borítja, az egyszerűség kedvéért nulla fluxussal. Ekkor a kérdéses (a 3.2. ábrán III-sal jelölt) szektor intenzitás járuléka feleakkora, így az összegzés során a rotációsan kiszélesedett spektrumvonalon a megfelelő radiális sebességnél egy púp jelenik meg. Ahogy a púpot előidéző felszíni alakzat a rotáció során elfordul, a púp úgy vándorol a spektrumvonal profilján keresztül. Ha történetesen a spektrumvonalunk egy abszorpciós vonal, és a csillag felszínén levő folt jóval hidegebb a környező fotoszféránál, az abszorpciós vonal alján vándorló púp úgy jelenik meg, mintha egy emissziós járulék volna. Valójában az abszorpció részleges hiányáról van szó, melyet a III jelű zónából eredő redukált intenzitáshányad okoz. S mivel e látszólagos "emisszió" mögött egy geometriai effektus áll, a púp a fotoszféra valamennyi abszorpciós vonalában megtalálható.

A valóság ennél sokkal összetettebb. A foltból eredő fluxus nem nulla, tehát annak saját intenzitás spektrumát is figyelembe kell venni a következők szerint: legyen  $F$  a fotoszféra egy kis darabjából eredő kontínuum fluxus,  $W$  pedig az ugyanonnan származó vizsgált spektrumvonal lokális ekvivalens szélessége. Hasonlóan:  $f$  és  $w$  a folttal borított fotoszféra egy darabkáját jellemző fluxus és ekvivalens szélesség. Ekkor a fotoszféra, illetve a folt egy-egy darabkájáról érkező intenzitás vonalprofiljai a fluxus és az ekvivalens szélesség konvolúciójaként állnak elő, tehát rendre:  $F \otimes W$  és  $f \otimes w$ . Amennyiben  $f \otimes w < F \otimes W$ , úgy látszólagos emissziót tapasztalunk, ellenkező esetben (forró folt) abszorpciós bevágást. További nehézség, hogy  $F$ ,  $W$ ,  $f$  és  $w$  valójában mind függvényei a korong közepétől mért szögtávolságnak, ráadásul ez a függvény másként viselkedik a folttal borított fotoszféra esetében, mint a normál fotoszféránál.<sup>4</sup> Gyakori akadályozó körülmény, hogy a vizsgált hullámhossztartományban az analízis szempontjából érdektelen, a vizsgálat menetét zavaró vonalak, ún. blendek jelennek meg. A blendek kiszűrésére megfelelő légkörmodell számítások alapján tehetünk kísérletet.

A módszerből következik, hogy egy spektrum a folt(ok)nak csupán egyetlen térbeli dimenziójáról tartalmaz információt. Ahhoz, hogy a folt(ok) alakját, helyzetét a korongon pontosan meghatározzuk, megfelelő számú fázissoros spektrum felvétele szükséges. Például, ha a különböző fázishelyeken felvett vonalprofilok mindegyikének közepén találunk púpot, úgy azt bizonyosan egy – a csillag pólusához közeli tartományban elhelyezkedő folt vagy foltcsoport okozza. Ha egyes púpok a fázissoron végighaladva keresztülmegyünk a vonalprofil alját, úgy azokat olyan felszíni alakzatok okozzák, amelyek még a cirkumpoláris zónán belül, tehát  $\beta = 90^\circ - i$  szélességnél magasabban találhatók. Más púpok vonulása a fázis mentén csupán egy darabig követhető, azután eltűnnek, majd ismét előbukkannak. Az ehhez hasonló megnyilvánulásokat olyan foltok okozzák, amelyek a cirkumpoláris zónán kívül esnek, tehát a csillag rotációja során hol láthatóak, hol pedig eltűnnek. A jobb érthetőség kedvéért vessünk egy pillantást a 3.3. ábrára, melyen két eltérő szélességi pozíciójú folt és az általuk keltett púpok mozgása látható a spektrumvonal alján.

<sup>4</sup>A szélsőtétedés következtében hideg folt esetében például a korong széléhez közel a spektrumvonalon erősebb púpot tapasztalunk, mint amikor a folt a korong centrumához van közel.



3.3. ábra: A folt szélességi pozíciója és a spektrumvonal alakján keltett púp vándorlása közötti kapcsolat: az *a*) esetben az alacsony szélességen (a cirkumpoláris zónán kívül) elhelyezkedő folt okozta púp a spektrumvonal teljes keresztmetszetén végigvonul, majd eltűnik, míg a *b*) esetben a pólushoz közeli (cirkumpoláris) folt által keltett púp alig távolodik el a vonal centrumától és mindvégig látható marad (Rice 1996).

### 3.1.2. A módszer algoritmizálása

A csillagfelszíni hőmérsékleteloszlás rekonstrukcióját a spektrumvonalak Doppler-eltolódása alapján elsőként Deutsch (1958) dolgozta ki, mely nyomán azután számos – a témával foglalkozó munka született (Goncharsky *et al.* 1977, 1982; Rice *et al.* 1981, 1989; Rice 1991, Piskunov & Rice 1993; stb.). A *Doppler Imaging* általános megközelítése az alábbi integrál felírásával kezdődik:

$$R_{calc}(\lambda, \phi) = \frac{\int \int I_{line}[M, \theta, \lambda + \Delta\lambda_D(M, \phi)] \cos \theta dM}{\int \int I_{cont}[M, \theta] \cos \theta dM}, \quad (1)$$

- ahol  $R_{calc}(\lambda, \phi)$  a számított vonalmélység  $\lambda$  hullámhosszon,  $\phi$  fázisnál;
- $I_{line}$  a vonalintenzitás;
- $I_{cont}$  a kontínuum intenzitás;
- $M$  a csillag korongján elfoglalt pozíció (melyet  $l$  hosszúsággal és  $b$  szélességgel jellemezhetünk);
- $\theta$  a látóirány és a felület normálisa által bezárt szög  $M$ -ben;
- $\Delta\lambda_D(M, \phi)$  a rotáció miatt bekövetkező Doppler-eltolódás  $M$ -ben,  $\phi$  fázisban.

Amit keresünk, az  $M$ -nek valamely függvénye, esetünkben a felszíni hőmérséklet, amely az (1)-ben szereplő  $I_{line}$  és  $I_{cont}$  mennyiségekben van foglalva. Jelölje  $R_{obs}$  az aktuálisan  $(\lambda, \phi)$  észlelt vonalprofilt!  $T_{eff}(M)$  rekonstruálása egy inverz probléma, mely megoldását iteratív úton az alábbi hibafüggvény minimalizálásával keressük:

$$E = \sum_{\phi} \sum_{\lambda} [R_{calc}(\lambda, \phi) - R_{obs}(\lambda, \phi)]^2 + f(M). \quad (2)$$

Célunk tehát az (1) alapján számolt  $R_{calc}$  vonalprofil minél jobb közelítése a ténylegesen észlelt  $R_{obs}$  vonalprofilhoz. A hibafüggvény második tagjának, az  $f(M)$  regularizáló függvénynek az a szerepe, hogy növelje  $E$  értékét abban az esetben, ha az illesztés során a szükségesnél nagyobb különbség jelentkeznék a térkép valamely részletén. Végsősoron

tehát  $f(M)$  az egymás melletti pixelek hőmérsékleti anomáliáit minimalizálja, a simaságot biztosítja. Erre azért van szükség, mert regularizáció nélkül az észlelések hibáján belül az adatok illesztését végtelenféleképpen meg lehet oldani. Regularizáló függvénynek általában a Tikhonov (1963) függvényt, vagy a maximum-entrópia függvényt (Narayan & Nityananda 1986, Piskunov *et al.* 1990) szokás választani. Ugyanakkor, a regularizáló függvény megválasztása ideálisan pontos adatok esetén ( $S/N = \infty$ ) az eredményt tekintve indifferens. A gyakorlatban  $S/N > 200$  felett nem tapasztalható lényegi különbség egyik, vagy másik függvénytípus használatával nyert eredmények között.

### 3.1.3. A Doppler Imaging alkalmazhatóságának feltételei

A *Doppler Imaging* módszere csak azon csillagok esetében alkalmazható, melyek rotációs vonalszélesedése eléri, illetve meghaladja a Voigt-profilét, amely három effektus együttes eredménye: az atomok mozgásából eredő termális Doppler-szélesedés, a természetes vonalszélesedés (Lorentz-profil) és a rezonanciális eredetű szélesedés (Holtsmark-profil) szuperpozíciója. A gyakorlatban  $v \sin i \geq 30 \text{ km/s}$  értékek esetén a rotációból eredő Doppler-szélesedés már kellőképpen felülmúlja a Voigt-profilét, így ez utóbbi az eljárás kezdetén megfelelő módszerrel leválasztható. Másrészt viszont a túl nagy értékek sem ideálisak, hiszen például  $100 \text{ km/s}$  értéknél a kiszélesedett vonalprofil már olyannyira sekély, hogy a foltok miatti púpokat igen nehéz elkülöníteni a számtalan tellurikus eredetű zavartól. Így tehát a *Doppler Imaging* céljaira optimális  $v \sin i$  érték kb.  $40$  és  $80 \text{ km/s}$  közé tehető.

A tapasztalatok szerint a foltos csillagok abszorpciós vonalainak alján talált legnagyobb púpok sem nagyobbak a kontínuum  $3\text{-}4\%$ -ánál, de általában a kontínuum  $1\%$ -ához hasonló nagyságúak. Ez annyit jelent, hogy  $S/N$  értékének minimálisan  $100$ -nak, a tapasztalatok alapján  $> 200$ -nak kell lennie.

Az inklináció értéke érzékenyen befolyásolja a módszer alkalmazhatóságát. Ha a csillagot *pole-on* látjuk, azaz az inklináció  $0^\circ$ , úgy nincsen rotációs Doppler-szélesedés. A másik szélsőérték,  $i = 90^\circ$  esetén az északi és a déli félteke invarianciája teszi a módszert bizonytalanná, a szélső helyzetek környezete éppen ezért nem alkalmas a vizsgálatra. Általában közepes értékeknél, tehát  $i = 30^\circ - 60^\circ$  között várható, hogy a vonalprofilok alakjából kielégítő mennyiségű információ szűrhető ki a csillag felszínének két dimenzióban történő rekonstruálásához.

Az egyenként egydimenziós információt tartalmazó spektrumok sorozatából állítható elő a csillagfelszín, azaz a folt(ok) képe. A fázis jó lefedettsége éppen ezért elengedhetetlenül szükséges. Mindamellet meg kell jegyezni, hogy sok esetben az észlelés körülményei nem teszik lehetővé, hogy egy észlelési időszak alatt megfelelő számú spektrum készüljön. Nehézséget jelent, hogy a foltos csillagok fénygörbéi nemritkán egy periódus alatt is jelentős változásokat mutatnak, azaz a foltok átrendeződése rövid időintervallumon belül is lehetséges. Törekedni kell tehát arra, amit a fotometriai adatok kapcsán is elmondtunk, melyszerint az összegyűjtött felvételek egy elegendően rövid időszakot fedjenek le, amiközben a foltos területek átformálódása még nem történik meg. Általában egy Doppler-foltkép elkészítéséhez  $8\text{-}12$  spektrum szükséges, de megfelelő feltételek teljesülése mellett<sup>5</sup> akár  $5\text{-}6$  felvétel is elegendő.

<sup>5</sup>jó minőségű felvételek a teljes rotációs fázis mentén egyenletesen legyenek elosztva

A legtöbb esetben a spektrumvonalak nem önmagukban, hanem egymásra halmozottan jelennek meg, egyrészt a tellurikus eredetű blendék miatt, másrészt amiatt, hogy a foltos csillagok között sok a spektroszkópai kettős. A tellurikus zavarokat az üresközök használatával küszöbölhetnénk ki, azonban jelenleg erre kicsi az esély (az üresközökön egyelőre nehéz távcsőidőhöz jutni), így meg kell elégednünk az effektus csökkentésével, melyet úgy érhetünk el, hogy megfelelő spektrális ablakokat választunk. A tapasztalatok szerint ez G és K típusú csillagoknál 6400Å körül van (pl. Ca I 6439, Fe I 6430, Fe I 6393, Fe I 6411, stb.). Amennyiben a vonal érzékeny a hőmérsékletre, úgy további nehézségek léphetnek fel, hiszen például a kalcium a normál fotoszférában majdnem teljes mértékben ionizálva van, ugyanakkor a hidegebb foltokban neutrális állapotban találjuk. Ebből az következik, hogy a foltból eredő erős neutrális kalcium vonal a környező fotoszférában jóval gyengébb, melynek eredményeképpen a vonalprofil alján megjelenő púp is gyengébb lesz.

Amennyiben a spektrumsorozattal szimultán szélessávú fotometriai észlelések is készülnek, úgy azok sok segítséget nyújthatnak a Doppler-térképek készítéséhez. Ennek magyarázata, hogy míg a spektrumvonalak analíziséből leginkább, részletekre kiterjedően a foltok alakjára, elhelyezkedésére következtethetünk, addig a fénygörbék érzékenyebben mutatják a teljes foltos terület nagyságát. Szerencsés tehát, ha a szélessávú fotometriai és a nagyfelbontású spektroszkópai észleléseket a Doppler-térképek készítésekor kombinálni lehet.<sup>6</sup>

#### 3.1.4. Alkalmazás: CM Camelopardalis

**3.1.4.1. Bevezetés.** Ebben a részben a CM Cam (=HD 51066) óriáscsillag 1995-ös spektroszkópai észleléseinek Doppler-analízisét követjük nyomon. A csillagról korábbi vizsgálatok erős Ca II  $H + K$  emissziót (Strassmeier 1994) és erős röntgenemissziót (Fleming *et al.* 1989, Stocke *et al.* 1991) mutattak ki. Henry *et al.* (1995) 16 napos fotometriai periódust találtak, melyet a rotáció következményeként interpretáltak. A legújabb vizsgálatok szerint az összegyűjtött fotoelektromos fotometriai mérések alapján  $P_{rot} = 16,^d053 \pm 0,^d004$  (Strassmeier *et al.* 1998). A kerületi sebesség látóirányú vetülete a rotáció következtében:  $v \sin i = 47,0 \pm 1,0 \text{ km/s}$  (Strassmeier *et al.* 1998), jó egyezésben a Fekel (1997) által közölt korábbi,  $46,5 \pm 2 - 3 \text{ km/s}$  értékkel, így az elegendően nagy rotációs vonalszélesedés következtében a spektrum alkalmas a Doppler-analízisre. A HIP-PARCOS mérések ( $B - V = 0,^m943 \pm 0,^m007$ ) és Strassmeier *et al.* (1998) vizsgálatai alapján a CM Cam valószínűsíthetően egy G8IIIa-IIb spektráltípusú óriáscsillag.

A CM Cam a radiális sebességmérések (Henry *et al.* 1995, Fekel – személyes közlés) tanúsága szerint egy spektroszkópai kettős, igen hosszú pályaperiódussal,<sup>7</sup> így a pálya nagy mérete miatt a másodkomponens gravitációs szinkronizáló hatása elhanyagolható. Ez a tény azonban felveti a kérdést: hogyan lehetséges a perdületmomentum megőrzése egy gyakorlatilag egyedülinek tekinthető óriáscsillag esetében? A válasz a perdület-

<sup>6</sup>A fotometriát kell segítségül hívni például olyan esetekben, amikor nagy fotometriai amplitúdót tapasztalunk, ugyanakkor csekély vonalprofil változást. Ilyen eset áll elő akkor, ha a csillagon egy gyűrűcikk-szerű foltos terület van jelen, tehát egy olyan foltcsoport, mely hosszirányban elnyúlt, de szélességi kiterjedése csekély.

<sup>7</sup>többséves periódusról van szó, azonban ennél pontosabb értékhez további radiális sebességmérésekre van szükség



vesztés mechanizmusában keresendő. Solanki *et al.* (1997) kimutatták, hogy amennyiben a csillagszél anyaga főként a poloidális mágneses mező mentén, tehát a pólusok vidékén hagyja el a csillagot, úgy ez végsősoron lelassítja a perdületmomentum elvesztésének folyamatát. Ennek következtében a dominánsan poloidális mágneses terű csillag úgy éri el a fősorozatot (ZAMS), hogy közben rotációs sebessége nem szenved el lényeges fékeződést. Úgy tűnik tehát, hogy a CM Cam esetében a magyarázatot ezirányban kell keresnünk, noha egyelőre nem világos, hogy a felvázolt kép miként alkalmazható a fősorozat utáni fejlődési állapotában levő CM Cam-ra. Mindazonáltal egyre inkább bizonyos, hogy a csillag felszínén permanensen jelenlévő poláris foltok a fősorozatról elfejlődött, egyedüli, gyorsan forgó óriások esetében is kimutathatók. Az elkövetkező *Doppler Imaging* vizsgálat egyik célja éppen ilyen poláris mágneses struktúrák keresése a CM Cam felszínén.

**3.1.4.2. Az észlelések redukálása (EXTRACT, MOVEALL, CONV).** A csillagfelszín rekonstrukciójához felhasznált hat spektrum 1995. márciusában készült a Kitt Peak National Observatory Coudé-távcsövével. A kamera adatai:  $800 \times 800$  TI CCD,  $15\mu\text{m}$  pixelmérettel,  $6420\text{\AA}$ -nél 38000-as felbontással. A *Doppler Imaging*-hez mindenekelőtt a csillag radiális sebességére és megbízható fotometriai periódusra van szükség, hiszen mindkét paraméter lényegesen befolyásolja az elkövetkező vizsgálat menetét. A radiális sebesség meghatározása IAU radiális-sebesség standard-ek segítségével történt. Az észlelésekről és a radiális sebességértékekről a 3.1. táblázat közöl összefoglalást. Az efemeriszszámítás alapjául az alábbi összefüggés szolgált:

$$2448705,0 + 16,053 \pm 0,005 E. \quad (3)$$

A csillag összegyűjtött asztrofizikai adatait a 3.2. táblázat tartalmazza (Strassmeier *et al.* 1998). A spektrumokkal egyidejű fotometriai adatok nem állnak rendelkezésünkre. Fotometriai észlelések időben legközelebb 70 nappal (kb. 4,5 rotációs periódussal) a spektroszkópiai mérések után készültek, azonban a fázislefedettség így is kedvezőtlen, így a rendelkezésünkre álló fotometriai észleléseket jelen vizsgálatban nem vettük figyelembe.

A spektrumokból első lépésben ki kell választanunk a Doppler-analízisre alkalmas vonalakat. A tapasztalatok szerint a neutrális kalcium és vas vonalai tükrözik a felszínen

3.1. táblázat: Spektroszkópiai észlelések és radiális sebességmérések 1995. márciusából (Strassmeier *et al.* 1998).

HJD (244+)	fázis *	$\lambda_c$ [ $\text{\AA}$ ]	$t_{int}$ [sec]	$v_{rad}$ [km/sec]
9770,6736	0,385	6420	3600	$-14,2 \pm 1,6$
9774,6904	0,633	6420	2500	$-14,6 \pm 4,0$
9775,6421	0,694	6420	2500	$-15,5 \pm 3,9$
9776,6431	0,757	6420	1500	$-12,2 \pm 3,9$
9781,6526	0,069	6420	2500	$-12,8 \pm 3,9$
9783,6510	0,193	6420	2500	$-12,0 \pm 3,8$

\* a (3) alatti összefüggés szerint

3.2. táblázat: A CM Camelopardalis asztrofizikai névjegye.

paraméter	érték
spektráلكlasszifikáció	G8±0.5IIIa-IIb
távolság (HIPPARCOS mérés)	275±45 pc
luminozítás	124 <sup>+45</sup> <sub>-33</sub> L <sub>☉</sub>
log $g$	2,5±0,2
$T_{eff}$	4950±100 K
(B-V) <sub>HIPPARCOS</sub>	0,943±0,007 mag
(V-I) <sub>HIPPARCOS</sub>	0,93±0,01 mag
$v \sin i$	47,0±1 km s <sup>-1</sup>
inklináció $i$	60°±10°
rotációs periódus	16, <sup>d</sup> 053±0, <sup>d</sup> 005
minimális méret $R_{min}$	14,9±0,4 R <sub>☉</sub>
legvalószínűbb méret $R$	17,4 <sup>+2</sup> <sub>-1</sub> R <sub>☉</sub>
mikroturbulencia $\xi$	1,0 km s <sup>-1</sup>
makroturbulencia $\zeta_R = \zeta_T$	3,0 km s <sup>-1</sup>
kémiai abundancia	szoláris

elhelyezkedő, különböző hőmérsékletű tartományok geometriai viszonyait a leghívebben. E célra jelen munkában öt vonalat használunk fel: a Ca I vonalát 8439Å-nél, valamint a Fe I vonalait 6393, 6400, 6411 és 6430Å-nél.

A vonalak kivágása a teljes spektrumból a UNIX-os környezetre kifejlesztett EXTRACT program (Weber 1997) segítségével történt. A programmal grafikus megjelenítésben kijelölhetők a vonalak a kellő szélességű környezetükkel. A spektrumvonalak kivágásával egyidőben a program elvégzi a szükséges heliocentrikus korrekciót és a felvételeket fázisaik szerint sorbarendezi.

Ezután kerül sor az egyes vonalak külön-külön történő finommozgatására, amennyiben az szükségesnek látszik. Ezt a feladatot a MOVEALL program (Weber 1997) végzi. Erre a lépésre azért van szükség, mert az egyes spektrumok felvétele különböző időpontokban történik, így a radiális sebesség mérések pontatlansága hullámhossz eltolódást eredményez. A vonal kontínuum beállítása szintén hibaforrás, itt az intenzitás-tengely mentén lehet szükség korrekcióra. A program segítségével az individuális vonalkorrekciók után lehetőség van szisztematikus effektusok felfedezésére és korrigálására is.

Miután a hullámhossz- és intenzitás korrekciókat elvégeztük, hátravan még az instrumentális profil figyelembevétele. A dekonvolúciót a CONV program (Weber 1997) végzi el. Emellett egy nagyfrekvenciájú szűrés is történik a felbontást meghaladó zajok kiszűrésére.

Adatainkat az imént ismertetett három lépésben előkészítettük a felszíni hőmérséklet-térképet előállító TEMPMAP program (Rice *et al.* 1989) számára.

**3.1.4.3. A TEMPMAP program.** A (2) integrálegyenlet megoldására Goncharsky *et al.* (1977, 1982) munkái alapján VAX munkaállomásra J.B. Rice fejlesztett ki programot (TEMPMAP) (Rice *et al.* 1989). Jelen dolgozathoz lényegében e programnak SUN

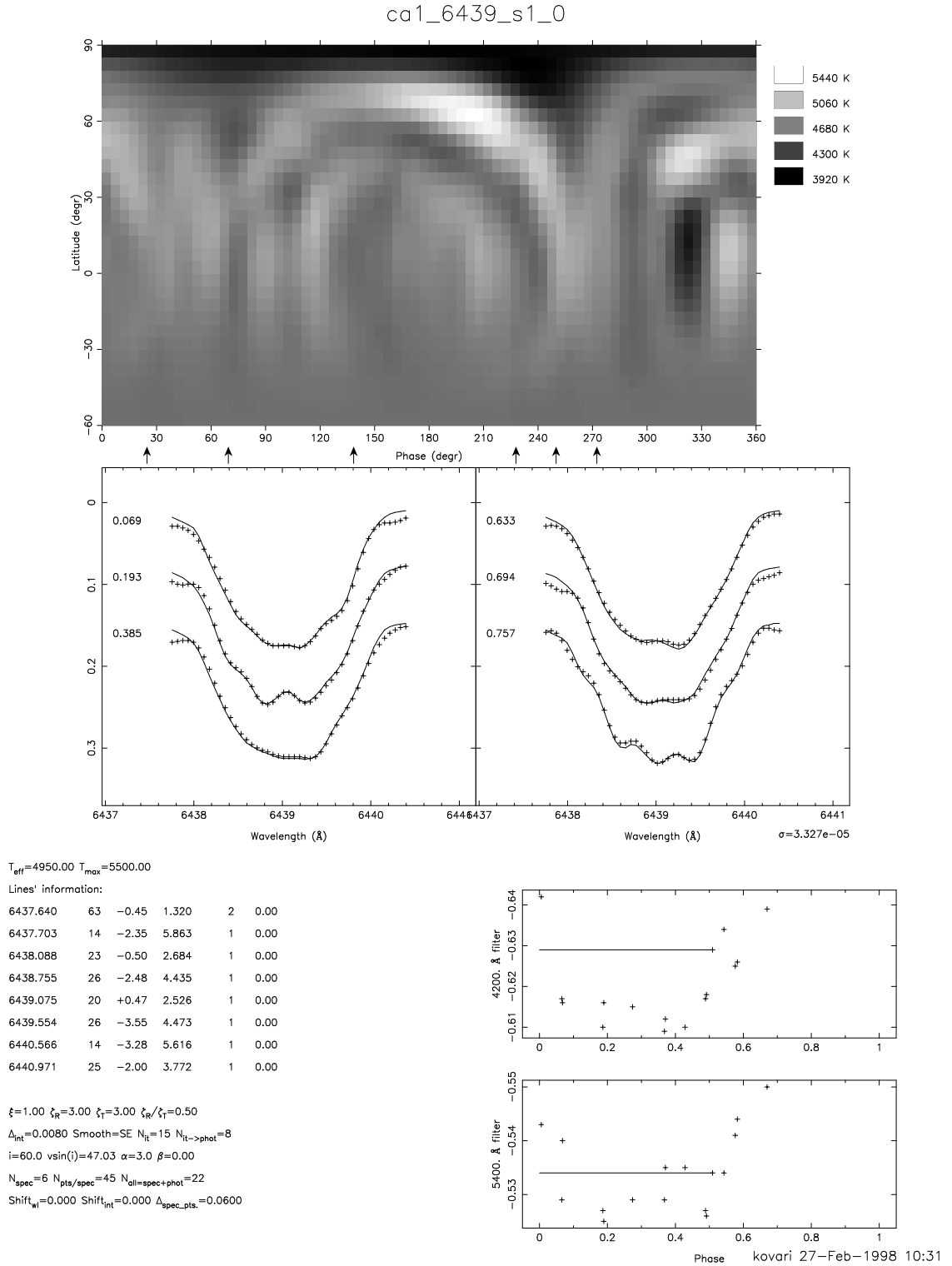
munkaállomásokra adaptált változatát használtuk. A program tesztelésére ehelyütt nem térünk ki, hiszen a témával már számos munka foglalkozott (pl. Rice 1991, Piskunov & Rice 1993, Strassmeier & Rice 1998, stb.).

A TEMPMAP program alkalmazását a CM Cam-ról 1995. márciusában készített észlelésekre az alábbiakban mutatjuk be: a 3.4.–3.8. ábrákon rendre a Ca I 6439Å a Fe I 6393Å, 6400Å, 6411Å és 6430Å-nél található vonalaira készített vonalprofil-illesztések és a hozzájuk tartozó hőmérséklet-térképek láthatók. A program az MTA Csillagászati Kutatóintézetének Sun Ultra-2 munkaállomásán futott, melyen átlagosan 10-20 percre volt szükség egyetlen Doppler-kép előállításához 6-8 blendet és 15 iterációs lépést feltételezve. Az illesztések az egyik fázisértékről a másikra igen jól követik a vonalprofilok alján felbukkanó virtuális emissziós púpok változását, ami az inklináció és a hozzá tartozó  $v \sin i$  érték helyes megválasztása után néhány blend vonalerősségének finombeállításával vált elérhetővé. Ez utóbbira azért volt szükség, mert a kiindulásul választott szoláris kémiai összetétel (Kurucz 1993) alapján egynémely esetben a vonalprofilok bizonyos részei nem voltak kielégítően illeszthetők.

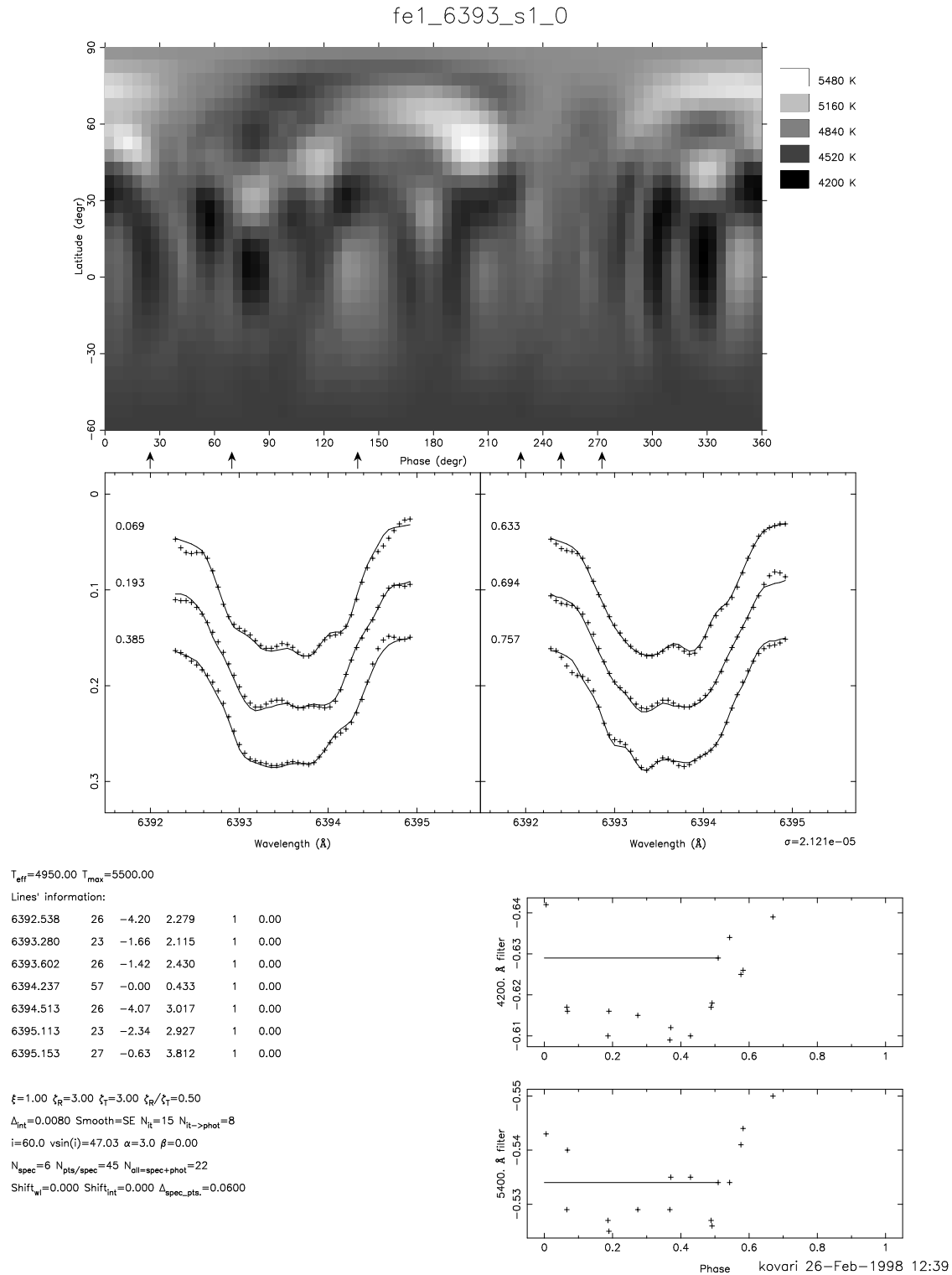
**3.1.4.4. Az eredmények értékelése.** Az 1995. február-márciusban készült hat spektrumfelvétel – noha számát tekintve általában kevés – viszonylag kedvezően oszlik el a rotációs fázis mentén, így elegendőnek bizonyult a *Doppler Imaging* vizsgálatához.

A 3.4.–3.8. ábrákon bemutatott Doppler-képeken egyaránt láthatóak pólusközei, és alacsony szélességeken fekvő hideg területek.<sup>8</sup> A hőmérséklet kontraszt kb. 600-800K körüli érték. Poláris foltot meggyőzően a Fe I 6400Å és a 6430Å vonalain, valamint a Ca I 6439Å vonalán láthatunk, ez utóbbi kettőn 70° és 240° hosszúságokon kissé erősebb hőmérséklet kontraszttal. A vas további két vonalán a poláris hideg területek jelenléte nem ennyire szignifikáns. Az egyenlítőhöz közeli foltok mindegyik képen felfedezhetők, noha területük általában kisebb, elhelyezkedésük pedig szórványos. Egyedüli kivétel a Fe I 6400Å vonala, melyen –30° és 60° szélességértékek között számos hideg terület található. Ez utóbbi vonallal kapcsolatban azonban meg kell jegyeznünk, hogy e hullámhosszon a vasnak valójában két, egymáshoz igen közelfekvő, hasonló erősségű, de eltérő gerjesztési potenciálú vonalát látjuk, melyek kölcsönösen zavarják egymás hatását. E körülmény korántsem kedvező a Doppler-analízis szempontjából, így a Fe I 6400Å vonalának felhasználásával kapott eredményeket és az azokból levont következtetéseket óvatosan kell kezelnünk. A Fe I 6393Å és 6411Å vonalain –30° alatt – tehát ahol a csillag a 60°-os inklináció mellett már alig látszik – homogénnek tűnő sötét területet láthatunk, mely bizonyosan nem valódi effektus, valószínűsíthető, hogy inkább nullponti probléma következménye. A 3.9. ábrán az előző öt Doppler-kép súlyozatlan átlaga látható. Legfigyelemreméltóbb a póluson található hideg folt ( $\Delta T_{folt} \approx 650K$ ), mely 70° és 140° hosszúságoknál déli irányban 50 – 70° szélességértékekig terjed. Emellett kisebb kontraszttal kevésbé szignifikáns egyenlítő menti ( $-30^\circ < \beta < +30^\circ$ ) inhomogenitások is fellelhetők. Itt jegezzük meg, hogy tesztvizsgálatok (Rice *et al.* 1989) már többször rámutattak arra, hogy az ekvatoriális vidék és általában véve a takart pólushoz tartozó félteke foltjainak

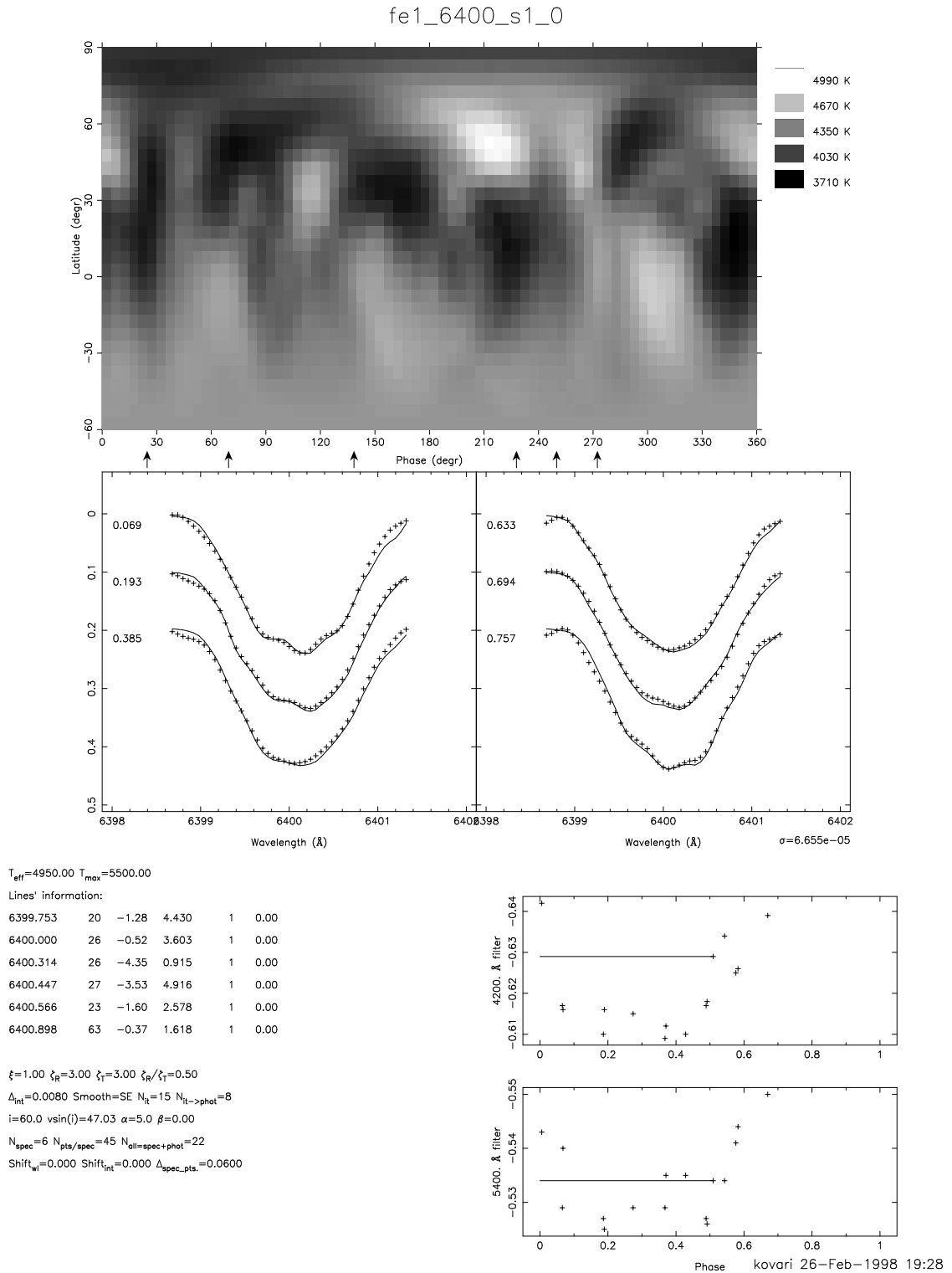
<sup>8</sup>a képeken felfedezhető gyűrűszerű radiális struktúrák nem valódiak, csupán a nem kielégítő fázisfedettség szokásos következményei



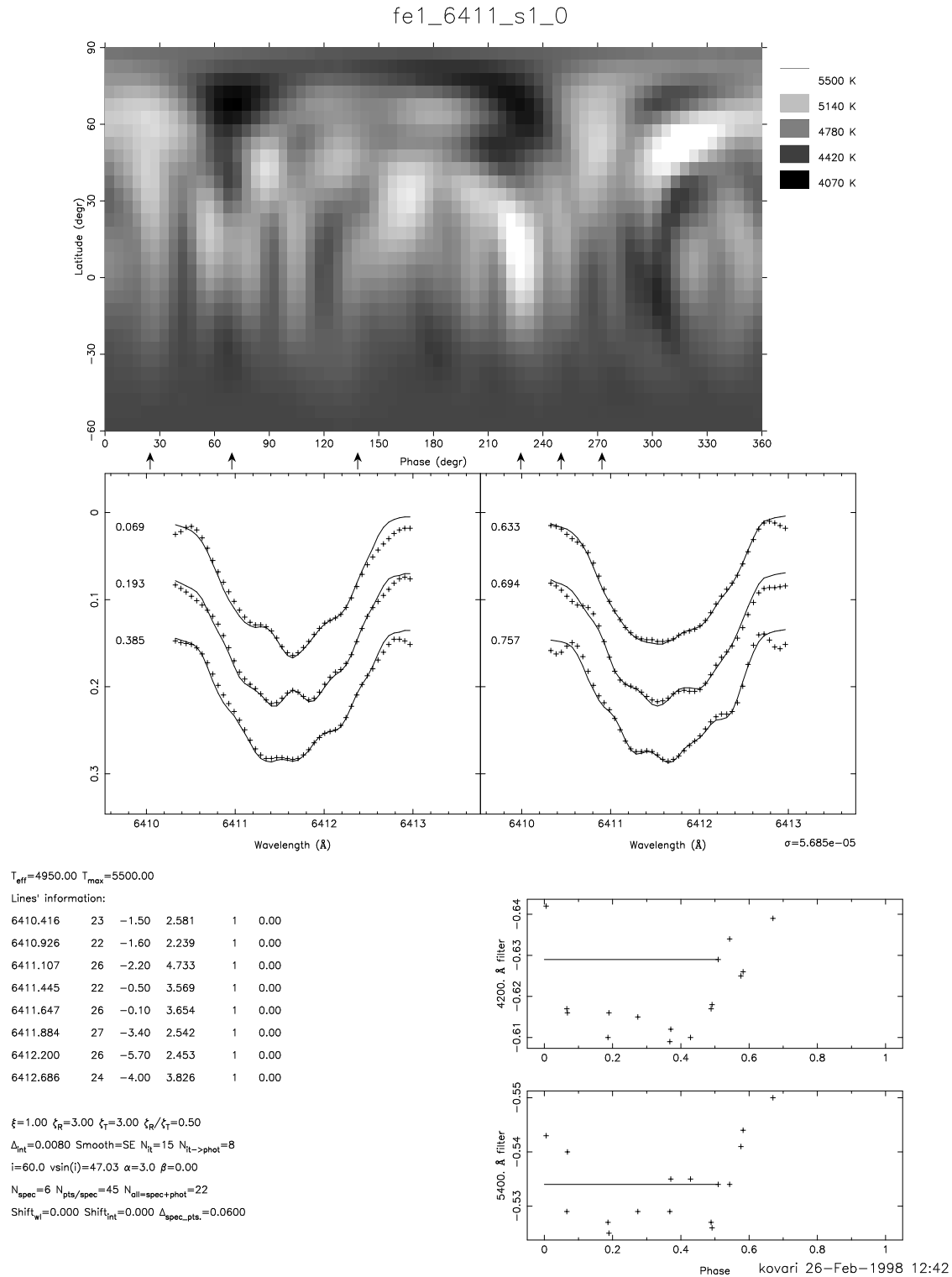
3.4. ábra: A Ca I 6439 Å vonalára kapott eredmény. A felső panelen a CM Cam felszínének pseudo-Mercator leképezéssel kiterített Doppler-képe látható, alatta az illesztett spektrumvonalak a hat különböző fázisban. Az ábra alsó részében baloldalon az illesztésnél figyelembe vett blendék és a programban felhasznált egyéb paraméterek szerepelnek, míg a jobboldalon a fotometriai észlelések két színben, melyeket a nagy időeltérés és a kedvezőtlen fázisfedettség miatt végül mégsem használtunk fel (a vízszintes vonalak az észlelési időszakra feltételezett átlagos magnitúdóértékek



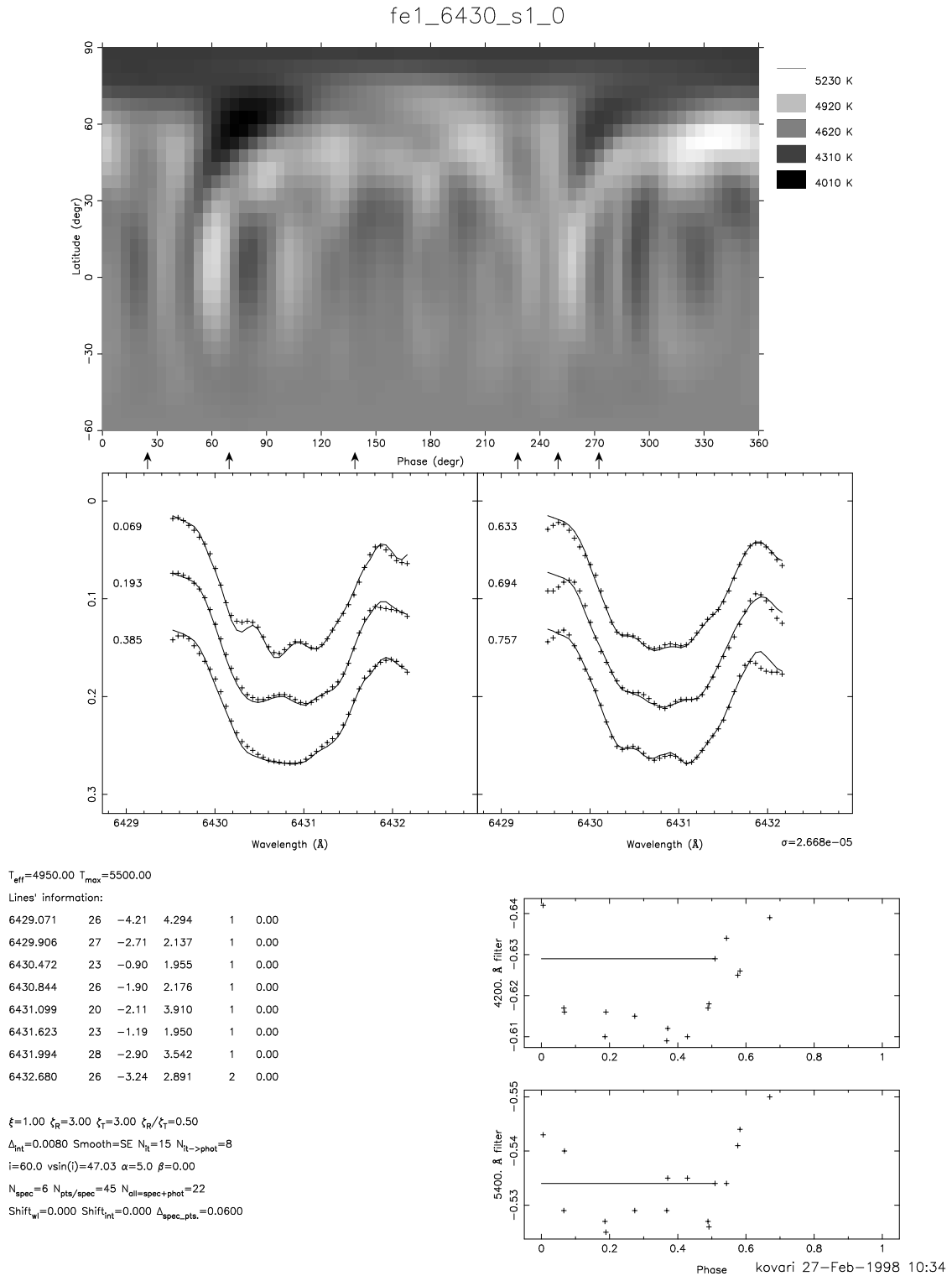
3.5. ábra: A Fe I 6393 Å vonalára kapott eredmény. Az egyéb részletek megfelelnek a 3.4. ábránál leírtaknak.



3.6. ábra: A Fe I 6400 Å vonalára kapott eredmény. Az egyéb részletek megfelelnek a 3.4. ábránál leírtaknak.

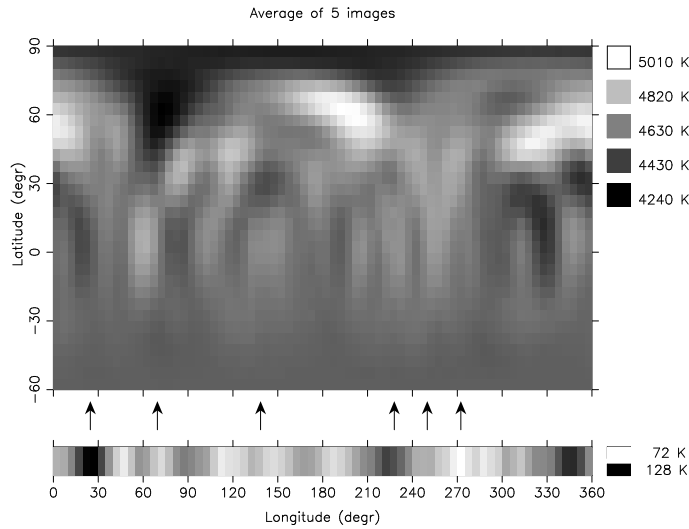


3.7. ábra: A Fe I 6411 Å vonalára kapott eredmény. Az egyéb részletek megfelelnek a 3.4. ábránál leírtaknak.

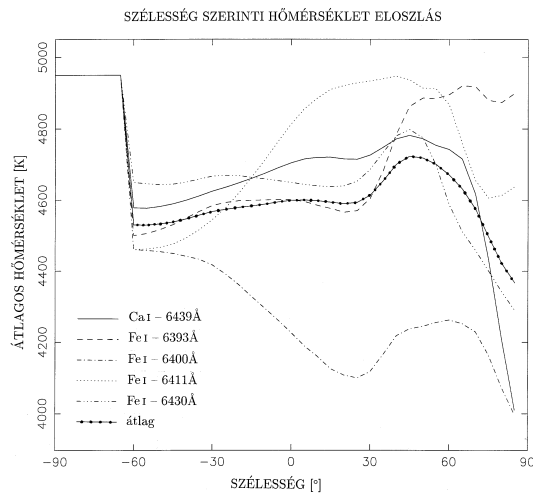


3.8. ábra: A Fe I 6430 Å vonalára kapott eredmény. Az egyéb részletek megfelelnek a 3.4. ábránál leírtaknak.





3.9. ábra: Az egyes vonalakra kapott Doppler-képek súlyozatlan átlaga.



3.10. ábra: A hőmérséklet asztrografikus szélesség szerinti eloszlása a különböző vonalak alapján.

rekonstruálása bizonytalanabb. A poláris foltot meggyőzően mutatja a 3.10. ábra, amelyen a hőmérséklet eloszlás van feltüntetve az asztrografikus szélesség szerint. A pólushoz közeledve az öt vonalból négy egyértelműen hőmérséklet csökkenést mutat.

Mint arról korábban szóltunk, jelen vizsgálat szerves része egy hosszabb időszakról (1994-1997.) készült munkának (Strassmeier *et al.* 1998). Az eredmények összehasonlításából ezáltal hosszabb távú trendek állapíthatók meg a foltok fejlődését, mozgását illetően. Az 1994-ben, 1995-ben 1996-ban és 1997-ben készült észlelések alapján született Doppler-képek sorozatából levonható következtetés, hogy a kezdeti, 1994-es állapothoz képest a csillagon kimutatható poláris foltosodás évről-évre kisebb mértékű. Ez a megállapítás összhangban van a  $V$  fényesség évről-évre tapasztalt, folyamatos növekedésével.

Konklúzióként kijelenthető, hogy a HD 51066 felszínén poláris foltok és – kevésbé szignifikáns jelleggel – ekvatoriális foltok egyaránt megfigyelhetők, ami tovább erősíti azt az egyre inkább terjedő elképzelést, melyszerint a gyorsan forgó aktív csillagokon általános jelenség a poláris területek foltosodása.

### 3.2. Kromoszférikus aktivitás vizsgálata UV tartományban

#### 3.2.1. Az UV Spectral Imaging módszer ismertetése

Az aktív csillagok kromoszférájának aktivitási centrumaiban megjelenő plage-ok (kromoszférikus fáklyák) és flerek produkálják az ultraibolya emisszió túlnyomó részét. Minda-zonáltal, előre kell bocsátani, hogy mai tudásunk a plage-ok fizikai hátteréről még koránt-sem kielégítő. A szoláris paradigma alapján kapcsolatot várnánk a fotoszférikus foltokkal, foltcsoportokkal, ennek alapján pedig korrelációt a látható fény hullámhosszán a foltok miatt bekövetkező intenzitás csökkenés, valamint a plage-ok okozta megnövekedő UV emisszió között (Rodonò *et al.* 1987, Doyle *et al.* 1989b, Byrne *et al.* 1992). Ezt azonban nem sikerült minden esetben meggyőzően kimutatni.

Az *UV Spectral Imaging* alapfeltevése, hogy az aktív csillag felszínéről homogén intenzitáseloszlású UV emisszió ered, mely a csillag radiális sebességének megfelelő cent-rálisra szimmetrikus vonalprofilt (bázist) eredményez. A felszínen UV-ben megjelenő in-homogenitások a bázisvonalra additív komponenseket ültetnek, melyek azonban a rotáció következtében Doppler-eltolódottak. Az eredő vonalprofil ennek megfelelően aszimmet-rikus lesz. Hasonlóan ahhoz, amint azt a *Doppler Imaging* módszernél láttuk, a kro-moszférából eredő emissziós vonalprofil információt hordoz a kromoszféra fényességének eloszlásáról. Képzeljünk most el csupán egyetlen fényes területet (plage-t) a kromoszférá-ban! E terület járuléka a vonalprofilon a rotáció következtében a vonalprofil kék oldalától a vörös felé mozog. Ha megmérjük az additív komponens relatív sebességét a vonalprofil centrumához (azaz a bázishoz) képest, úgy a csillagon megadhatjuk a plage longitudinális helyzetét. Megbecsülhetjük továbbá az additív komponens eredetének minimális magas-ságát a csillag felszíne felett. A plage vonalának maximális relatív eltolódása ugyanis a következőképpen írható fel:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} v_{rot,plage} \sin i \cos \beta. \quad (4)$$

Ebből azonban még nem tudjuk megmondani a  $\beta$  szélességi koordináta értékét, mivel (4)-ben szereplő  $v_{rot,plage} \cos \beta$  szorzat tényezői összefüggő mennyiségek, melyek meghatározá-sa bizonytalan. Ennek oka, hogy a plage-ok – ellentétben a fotoszférikus foltokkal – verti-kálisan kiterjedt struktúrák, melyek a csillag felszíne felett, a kromoszférában helyezked-nek el, így igazából nem ismerjük sem a plage csillag felszínétől mért magasságát (azaz  $v_{rot,plage}$  sebességét<sup>9</sup>), sem pedig az asztrografikus szélességét. Így (4)-ből a plage ma-gasságára csupán egy alsó becslést tudunk adni, ha feltesszük, hogy az egyenlítői síkban van. Előfordulhat, hogy a mért  $\Delta\lambda_D$  érték egy teljes rotáció alatt sem haladja meg a  $\lambda/c v_{rot,star} \sin i$  értéket. Ekkor (4)-ből  $\beta$ -ra adhatunk alsó becslést abból kiindulva, hogy a plage a csillag felszínén van ( $v_{rot,plage} = v_{rot,phot}$ ).

Egymást követő spektrumok sorozata alapján a plage által keltett additív járulék vonalszélességének fázis szerinti változásából következtetni lehet a plage pontosabb po-zíciójára, térbeli kiterjedésére. Felvételek sorozatából az is kiderülhet, hogy az emissziós járulékot nem plage, hanem fler okozta. Ennek eldöntéséhez azonban a spektrumoknak legalább két, egymást követő fázist kell lefedniük. Ugyanis, míg a több rotációs perióduson

<sup>9</sup>itt hallgatólágosan feltételeztük, hogy a plage merev testként korotál a csillaggal

keresztül megfigyelhető additív komponenseket plage-ok okozzák, a flerkitörések ennél rövidebb ideig követhetők nyomon a spektrumok sorozatán, hiszen azok karakterisztikus időtartama (néhány perctől néhány napig) ritkán haladja meg a rotációs periódust.

Az eddig elmondottakat kibővítve álljon itt egy összefoglalás a kromoszférikus  $UV$  aktivitás összetevőiről. Az  $UV$  spektrum komponensei a tapasztalatok alapján legalább hat csoportba oszthatók, melyek mindegyike egy-egy fizikai jelenségegyüttest reprezentál (Neff 1992a):

1. *A csillag mindenkori radiális sebességének megfelelően eltolódott vonal centrumára ( $\lambda_0$ ) szimmetrikus és időben konstans tag*

Ez az alap (bázis), mely elképzelésünk szerint a csillag "csendes" állapotának megfelelő homogén felszíni emissziót tükrözi. E komponens önmagában még nem mond sokat, hiszen nem tudjuk, hogy valóban a csillag "csendes" állapotát látjuk-e. Más-ként: nem tudjuk, hogy e komponens tartalmaz-e, és ha igen, mennyit a plage-ok többé-kevésbé homogén eloszlásából eredő növekményből. Rendszerint Gauss-profillal illeszthető.

2.  *$\lambda_0$ -ra szimmetrikus, de fázisfüggő komponens*

A fázis függvényében változhat a vonal intenzitása, illetve szélessége. Ez akkor lép fel, ha a csillag felszínén nagyléptékű (hemiszférikus) inhomogenitások vannak jelen. Ilyen effektust előidézhethet például a kettősség révén jelentkező tükröződés, geometriai torzulás, stb.

3.  *$\lambda_0$ -ra szimmetrikus, fázisfüggetlen, de időben változó komponens*

Globális skálán jelentkező sztochasztikus folyamatok eredményezhetnek ilyen jellegű változást.

4. *Olyan komponens, mely pozíciója nem felel meg a csillag mindenkori radiális sebességéből számított Doppler-eltolódásnak, tehát  $\lambda_0$ -ra nem szimmetrikus, de időben állandó*

E komponens miatt a bázis aszimmetrikussá torzul. Egyebek mellett nagyléptékű anyagáramlások okozhatnak ilyen jellegű hatást (ekkor tehát az alaprofil nem közelíthető egyszerű Gauss-profillal).

5.  *$\lambda_0$ -ra nem szimmetrikus és a fázis függvényében változó komponens*

A rotációs fázisnak megfelelően a bázisprofil kék szárnyától a vörös felé mozgó komponensek diszkrét aktív régióknak (plage-oknak) felelnek meg. A relatív radiális sebességük alapján megbecsülhető a pozíciójuk, a vonalszélességből pedig a méretükre adható becslés.

6.  *$\lambda_0$ -ra nem szimmetrikus, fázisfüggetlen, és időben változó komponens*

Az ilyen jellegű komponensek a rövid élettartamú lokális megnyilvánulások (flerek) eredményei.

A felsorolt és további lehetséges komponensek<sup>10</sup> felismerését számos körülmény nehezítheti. A felszíni alakzatok felbonthatóságát a rotációs sebesség és a belső vonalszé-

<sup>10</sup>pl. a legtöbb esetben nem hagyható figyelmen kívül a vizsgált objektum irányába eső intersztelláris abszorpció

lesedés (termális vonalszélesedés, természetes vonalszélesedés, stb.) viszonya szabja meg. Amennyiben nagyobb volumenű random áramlások lépnek fel, azok dinamikai hatása hozzáadódik a belső vonalszélesedési hatásokhoz, így végsősoron romlik a felbontás. Ha csillagunk olyan kettősrendszer tagja, melynek mindkét komponense aktív (Oláh & Kővári 1997a), úgy a felsorolt hatféle járulék akár mindkét csillagon felléphet. Fedési kettősöknél a részleges fedés bonyolíthatja a helyzetet, ezekben a pozíciókban ugyanis a spektrumvonalon direkt dekompozíciója félrevezető eredményeket adhat.

### 3.2.2. Alkalmazás: AR Lacertae

**3.2.2.1. Az AR Lacertae adatai.** Az AR Lacetrae (=HD 219334) egy fényes ( $V = 6,^m1$ ) RS CVn-típusú fedési kettős ( $i = 87^\circ$ ), melyet K0 IV és G2 IV spektráltípusú komponensek alkotnak (Neff *et al.* 1989). A szinkronrotáló komponensek keringési periódusa megközelítőleg 2 nap, ami megnehezíti a földi eszközök használatát, hiszen a teljes fázisra kiterjedő észlelési anyag összegyűjtése csak a Föld több pontján kampányszerűen végrehajtott észlelésekből kapható. Ez a hátrány azonban űreszközök használatával kiküszöbölhető. Az *International Ultraviolet Explorer* (IUE) mesterséges hold 1981. óta készít felvételeket a csillagról. A mérések a K0 és a G2 csillag esetében egyaránt jelentős UV aktivitásról vallanak. Mindamellet a rendszer mindkét komponensének aktivitására utaló jegyek más hullámhosszakon is kimutathatók (Neff *et al.* 1989; Rodonò *et al.* 1986; Siarkovski 1995; Pagano *et al.* 1996; Lanza *et al.* 1998).

Visszatérve az IUE által szolgáltatott eredményekre, a szoláris analógia alapján feltételezzük, hogy mindkét csillagot a Nap kromoszférájának megfelelő forró, aktív plazmaburok veszi körül, s az ultraibolya emisszió innen ered.

A kettőscsillag rendszerparamétereit a 3.3. táblázatban közöljük (Neff *et al.* 1989). A rendszer tömegközéppontjának radiális sebességére a Rodonò *et al.* (1987) által közölt  $\gamma = 33,7 \text{ km/s}$  értéket alkalmaztuk.

**3.2.2.2. Észlelések.** Az AR Lac-ról az IUE 1994. októberében közel öt napon át folyamatosan 59 nagyfelbontású LWP ( $1800\text{--}3200\text{\AA}$   $\Delta\lambda=0,2\text{\AA}$ ) felvételt továbbított. Az észlelésekről közöl áttekintést a 3.4. táblázat, melyben az expozíciók középidéjéhez tartozó fázisértékeket is feltüntettük. A felvételek közül öt az alacsony jel/zaj viszony miatt nem használható. Az adatok kiredukálása az IUE standard képredukáló szoftverével (IUESIPS) történt, az abszolút fluxus-kalibráció pedig Cassatella *et al.* (1990) nyomán a NASA IUEDAC felhasználásával. Az efemerisszámítás  $T_0$  időpontja ( $\phi = 0$ , főminimum időpontja) J.D. 2447495,6331, a periódus pedig  $P_{orb} = 1,^d983164$  (Lanza *et al.* 1998).

3.3. táblázat: Az AR Lac rendszerparamétereit.

paraméter	G2 IV	K0 IV
tömeg [ $M_\odot$ ]	1,23	1,27
sugár [ $R_\odot$ ]	1,54	2,82
$v \sin i$ [km/s]	40	72
K [km/s]	116,1	115,6

3.4. táblázat: A felhasznált IUE észlelések 1994. októberéből.

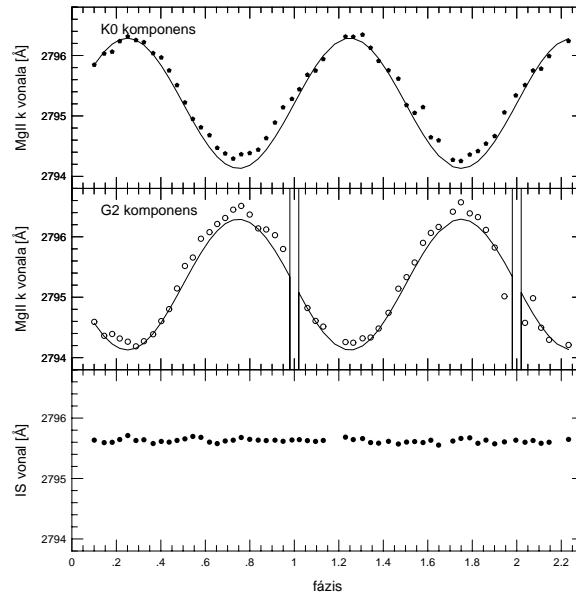
No.	LWP	J.D.*	$\phi$	megjegyzés	No.	LWP	J.D.*	$\phi$	megjegyzés
0	29290	9627.713	0.1006		30	29320	9629.894		alacsony $S/N$
1	29291	9627.802	0.1452		31	29321	9629.953	1.2300	
2	29292	9627.876	0.1812		32	29322	9630.022	1.2649	
3	29293	9627.940	0.2151		33	29323	9630.105	1.3068	
4	29294	9628.012	0.2513		34	29324	9630.177	1.3429	
5	29295	9628.085	0.2880		35	29325	9630.248	1.3789	
6	29296	9628.156	0.3238		36	29326	9630.323	1.4233	mellékmin.
7	29297	9628.238	0.3653		37	29327	9630.424	1.4677	mellékmin.
8	29298	9628.311	0.4019		38	29328	9630.497	1.5045	mellékmin.
9	29299	9628.381	0.4372	mellékmin.	39	29329	9630.570	1.5410	mellékmin.
10	29300	9628.451	0.4727	mellékmin.	40	29330	9630.644	1.5785	mellékmin.
11	29301	9628.522	0.5082	mellékmin.	41	29331	9630.714	1.6137	
12	29302	9628.592	0.5438	mellékmin.	42	29332	9630.783	1.6486	
13	29303	9628.664	0.5802		43	29333	9630.865		alacsony $S/N$
14	29304	9628.741	0.6187		44	29334	9630.915	1.7127	
15	29305	9628.809	0.6534		45	29335	9630.982	1.7490	
16	29306	9628.881	0.6893		46	29336	9631.061	1.7887	
17	29307	9628.952	0.7253		47	29337	9631.134	1.8254	
18	29308	9629.023	0.7613		48	29338	9631.205	1.8615	
19	29309	9629.099	0.7994		49	29339	9631.280	1.9008	
20	29310	9629.175	0.8376		50	29340	9631.367	1.9445	főmin.
21	29311	9629.246	0.8737		51	29341	9631.461	1.9957	főmin.**
22	29312	9629.325	0.9131		52	29342	9631.554	2.0372	főmin.
23	29313	9629.397	0.9495	főmin.	53	29343	9631.625	2.0732	főmin.
24	29314	9629.469	0.9893	főmin.**	54	29344	9631.697	2.1095	
25	29315	9629.541	1.0225	főmin.	55	29345	9631.768	2.1454	
26	29316	9629.613	1.0588	főmin.	56	29346	9631.847		alacsony $S/N$
27	29317	9629.686	1.0954		57	29347	9631.896		alacsony $S/N$
28	29318	9629.755	1.1302		58	29348	9631.943	2.2328	
29	29319	9629.825		alacsony $S/N$					

\* 2440000+, az expozíciós intervallum közepére számítva

\*\* totális fedés időtartama alatt

Jelen vizsgálatot az egyszeresen ionizált magnézium  $h + k$  duplettjének 2795Å-nél található  $k$  vonalára végezzük. Ennek egyszerű oka, hogy a tapasztalatok alapján az adott spektráltartományban ennél a vonalnál kapjuk a legkedvezőbb jel/zaj viszonyt. A kiredukált felvételek sorozatából már rövid vizsgálódás után megállapítható volt a spektrumok három alapvető tulajdonsága: (1) az egyes komponenseknek megfelelő csúcsok többé-kevésbé a csillagok radiális sebességeinek megfelelően vándorolnak; (2) mindegyik spektrumon felfedezhető egy keskeny intersztelláris abszorpció; (3) az egyes csillagoknak megfelelő fluxusok időben változnak.

**3.2.2.3. Az adatok analízise (ICUR).** A spektrumok dekomponálása az IDL környezetre írt ICUR programcsomag (Neff 1992b) segítségével történt. Az ICUR a felhasználó számára lehetővé teszi egydimenziós adatok megjelenítését, manipulálását, illesztő algoritmus pedig a mért spektrum többkomponensű Gauss-illesztését végzi el.



3.11. ábra: Primitív háromkomponensű közelítés eredménye: a K0 és a G2 komponensek Doppler-eltolódott Mg II  $k$  vonalai többé-kevésbé megfelelnek a csillagok számított radiális sebességváltozásainak (folytonos vonalak), miközben az intersztelláris abszorpció vonala viszonylag stabil marad.

A spektrumok feldolgozása egy hosszadalmas, több lépcsős iteratív folyamat eredménye. Az egyes lépcsőfokoknak megfelelően különböző megszorításokkal éltünk. Így az első néhány lépésben a mért vonalprofilok illesztéséhez felhasznált Gauss-görbék számát minimalizáltuk, illetve az egyes Gauss-komponensek pozíciójára vonatkozóan tettünk megkötést. Másodsorban a többkomponensű illesztések eredményeit megkíséreltük folyamatban nyomunkövetni és egy konzisztens eredményre törekedve a szükséges módosításokat végrehajtani. Ennek okán kizártuk a csillagok bázisvonalait illesztő Gauss-komponensek ekvivalens szélességében bekövetkező hirtelen, ugrásszerű változásokat.

Az első lépésben az észlelésekre egy primitív, háromkomponensű illesztést készítettünk, melyben a két csillag emisszióját és az intersztelláris anyag abszorpcióját közelítettük egy-egy Gauss-görbével. Itt csupán a felbontatlan intersztelláris vonal szélességét korlátoztuk, s tettük egyenlővé az instrumentális szélességgel ( $FWHM_{IS} = 0,25\text{\AA}$ ). A 3.11. ábrán folytonos vonallal jelöltük a két csillag (K0=főkomponens, G2=másodkomponens) radiális sebességének megfelelően eltolódott vonalcentrumok időbeli változását. Látható, hogy a csillagoknak megfelelő Gauss-komponensek centrumai nem illeszkednek ezekre a hullámhosszokra. Néhol igen jelentős,  $0,3\text{\AA}$ -öt meghaladó az eltérés. Ez várható is, hiszen feltételezésünk éppen az, hogy a csillag felszínén a homogén háttér mellett esetleg több diszkrét emittáló forrás is jelen van. Ezzel szemben az  $IS$  vonal pozíciója a spektrumok sorozatán konstansnak bizonyult (ld. a 3.11. ábra alsó paneljét!), ami biztató, hiszen az intersztelláris elnyelő közeg feltételezésünk szerint nem okoz hullámhossz változást, így referenciaként is szolgál.

A következő lépésben a 3.11. ábrán  $\phi = 0,6 - 0,9$  fázistartományban megfigyelhető eltéréseket igyekeztünk kiküszöbölni egy negyedik komponens beiktatásával,

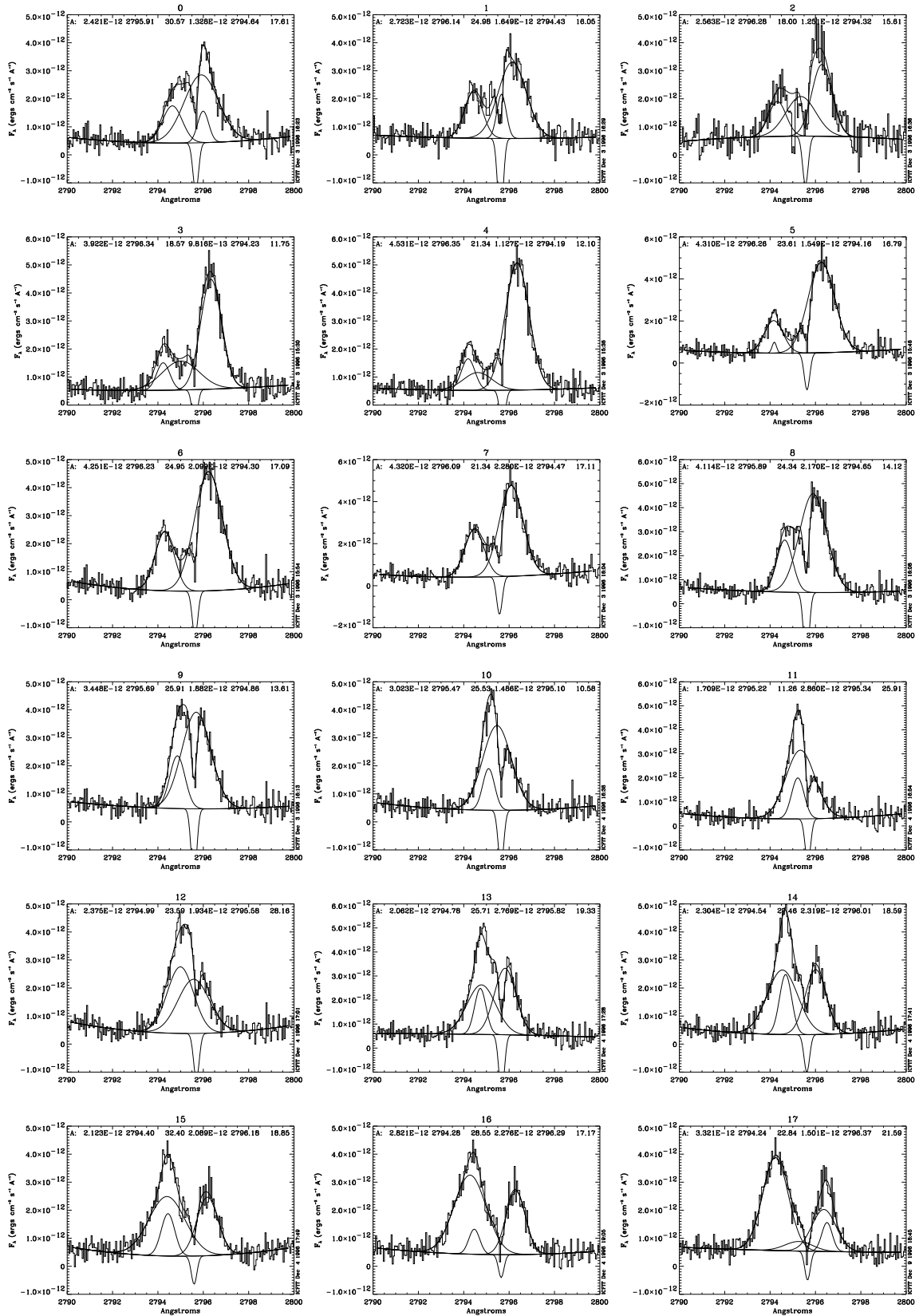
természetesen csak ott, ahol az szükségesnek látszott. Továbbra is csak az intersztelláris vonal félérték-szélességére tettünk megkötést. A kapott eredmények alapján már lehetővé vált egy olyan kép kialakítása, melyből kiderült, hogy a K0 csillagon plage terület(ek) van(nak) jelen, továbbá, hogy mind a K0, mind pedig a G2 csillagnak megfelelő fluxusok a  $\phi = 0$  fázist követő fél periódusban szisztematikusan különböznek a fél fázissal későbbi állapottól. Ilyen nagyléptékű eltérés oka lehet, hogy a vezető és a követő féltekék fluxusa valóban jelentősen különbözik, de az is előfordulhat, hogy további diszkrét emittáló források vannak jelen a csillag(ok) felszínén.

A következő lépés során az egyik célunk az volt, hogy a főminimumot követő néhány felvételen jelentkező radiális sebesség-eltéréseket próbáljuk kiküszöbölni (ld. a 3.11. ábrát!). Némi kísérletezés után úgy találtuk, hogy  $\phi = 0,1 - 0,3$  között egy további emittáló komponens feltételezése jelentősen javítja az illesztések minőségét. Ezután megvizsgáltuk, szükséges-e, és számít-e egyáltalán egy ötödik Gauss-komponens bevétele. Ekkor már a csillagoknak megfelelő Gauss-komponensek helyzetét a nekik megfelelő radiális sebességekhez kötöttük, az intersztelláris vonal helyét pedig a korábbi eredmények középértékénél határoztuk meg és rögzítettük le. Az *IS* vonal szélessége továbbra is a felbontatlan instrumentális profil szélességével egyező értékű maradt.

A további lépésekben a plage komponensek precízebb meghatározása, egy konzisztens rendszermodell megalkotása volt a fő cél, melynek összetevőit a következő szakaszban taglaljuk.

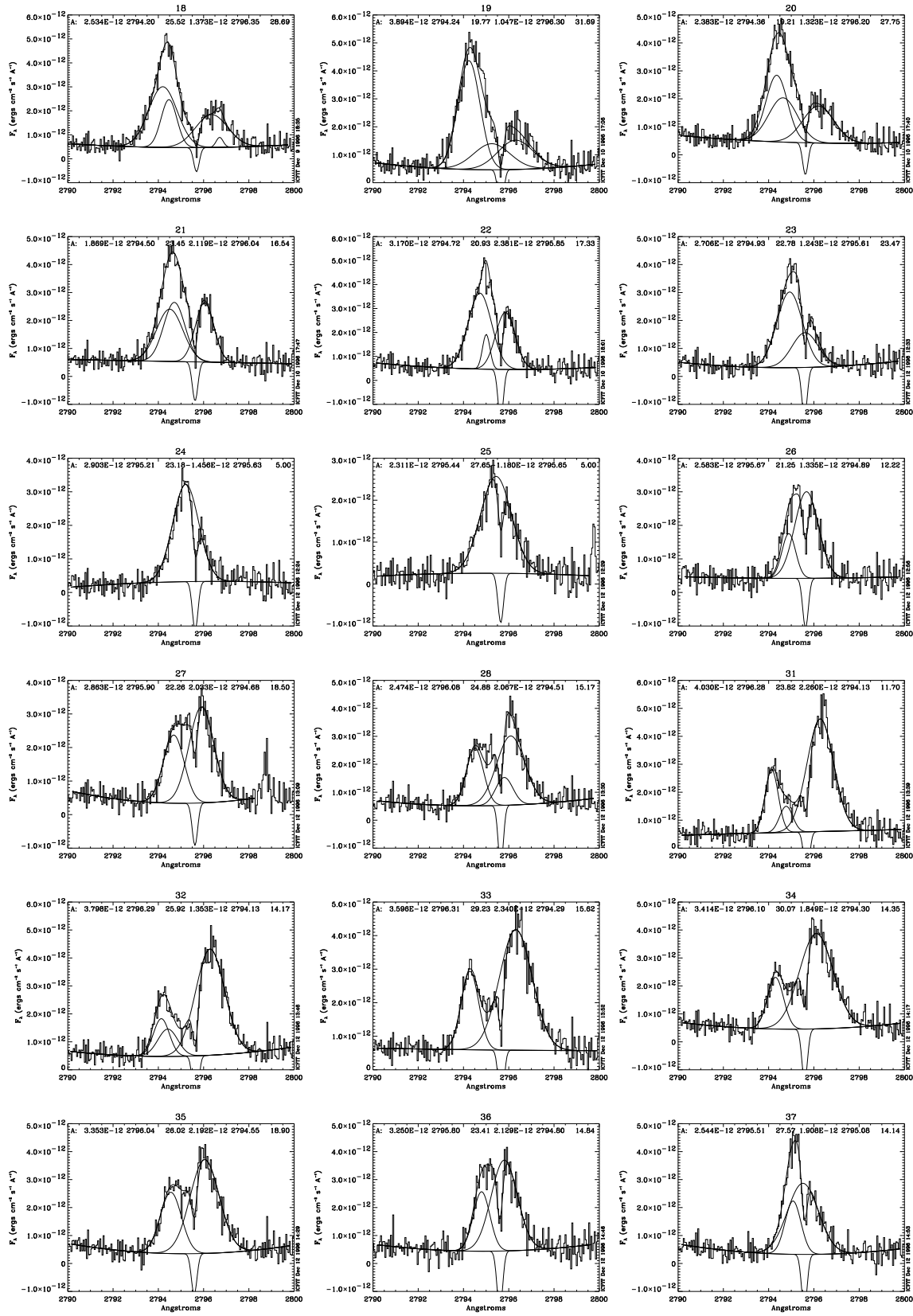
**3.2.2.4. Eredmények.** A következő három oldalon a 3.12. ábrán bemutatjuk a végeredményként kapott dekomponált vonalprofilokat. A csillagok bázisvonalainak helyét természetesen továbbra is a radiális sebességeiknek megfelelően rögzítettük, s nem változtattunk az intersztelláris vonal pozícióján és ekvivalens szélességén sem. A feltételezett plage komponensek paramétereinek ( $v \sin i$ , fluxus, pozíció) változását pedig a folytonosság elvét szem előtt tartva igyekeztünk valamelyest simítani. A plage és fler komponensek megkülönböztetéséhez az egyidejűleg készített távoli *UV C IV* mérések adnak segítséget (3.13. ábra), ugyanis a hirtelen, rövid időre megnövekedő *C IV* fluxus az átmeneti rétegből eredő fleraktivitásra utal. Mindazonáltal külön fler komponens feltételezésére az érintett spektrumok dekompozíciója során nem volt szükség, mivel a flerek nyomai egyidejűleg a magnézium spektrumokon nem mutatkoztak.

A 3.14. ábráról leolvasható, hogy mind a K0 csillag, mind pedig a G2 csillag vezető féltekéjének fluxusa kisebb, mint a követő féltekéé. Hogy közel az egész féltekére kiterjedő különbségről van szó azt onnan sejtjük, hogy a csillagoknak megfelelő vonalak a spektrumokon mindvégig jól illeszthetők szimmetrikus Gauss-profilokkal. Ha ugyanis az effektust előidéző forrás mérete a féltekénél lényegesen kisebb lenne, úgy az a csillag alapfluxusának megfelelő vonalat a fázisszög függvényében bizonyos helyzetekben aszimmetrikussá torzítaná. Noha hasonló hemiszférikus különbségről már korábbi – 1985-ös, 1987-es és 1992-es – IUE észlelések alapján is beszámoltak (Neff *et al.* 1989, Neff 1990, Pagano *et al.* 1992), a jelenségre egyelőre nem született magyarázat.

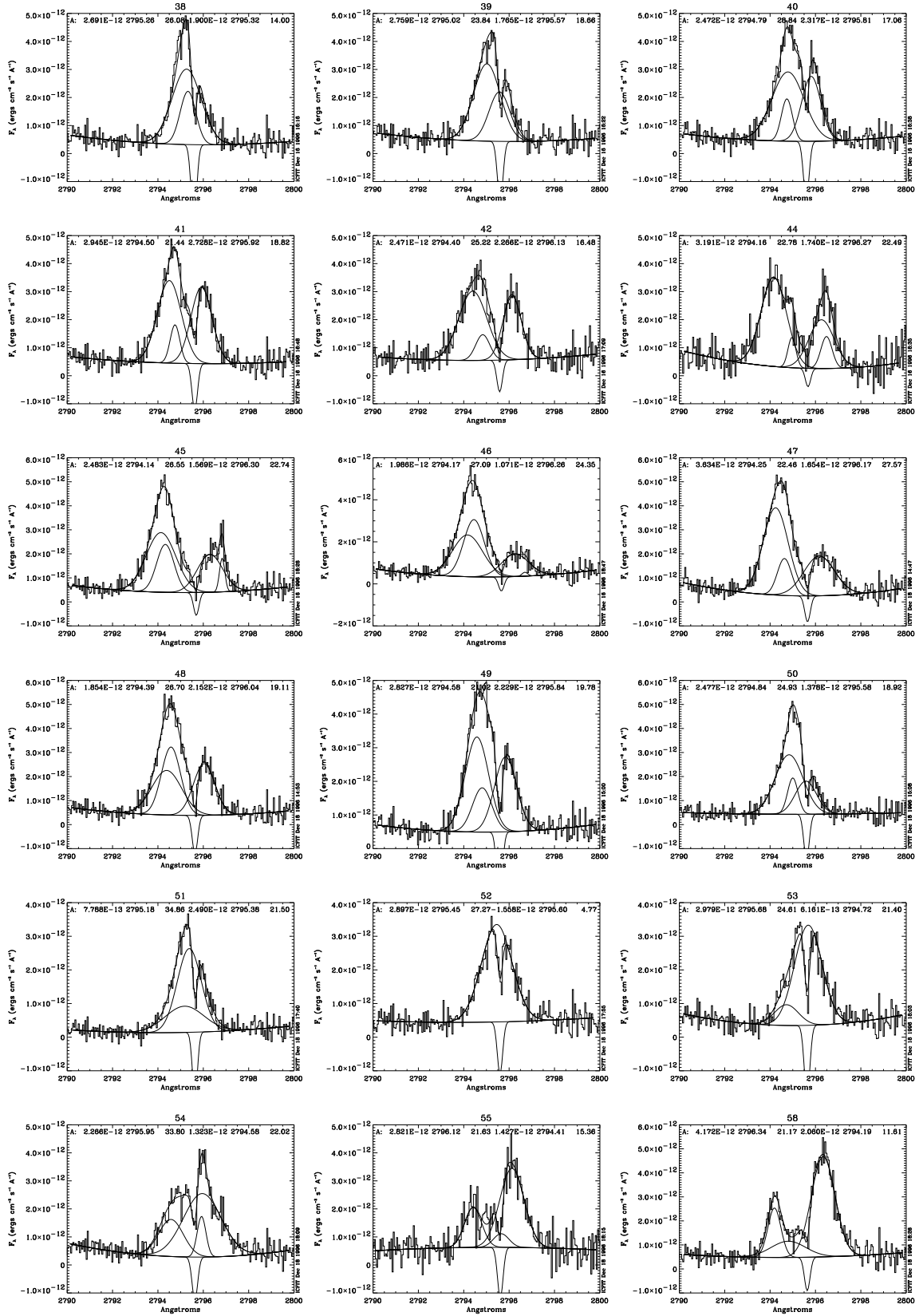


3.12. ábra: A dekomponált spektrumvonalak. Az illesztésekhez 3-5 Gauss-komponenst használtunk.

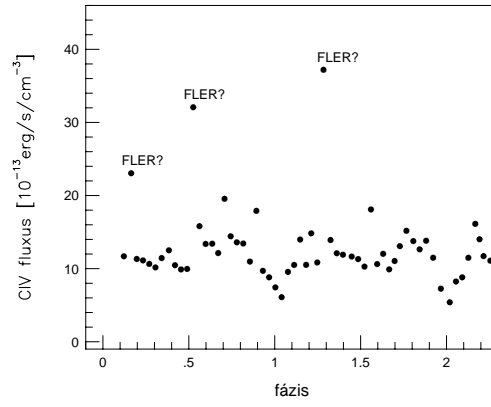




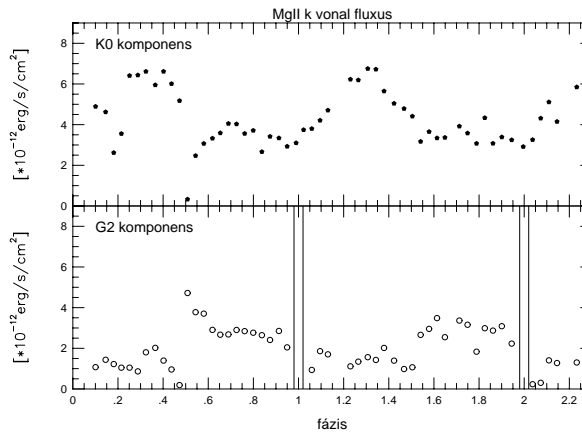
3.12. ábra: folytatás



3.12. ábra: folytatás



3.13. ábra: A rendszer CIV vonalon mért fluxusának változása az időben. Az ugrásszerűen megnövekedő fluxusértékek rövididejű flerkitörésre utalnak.

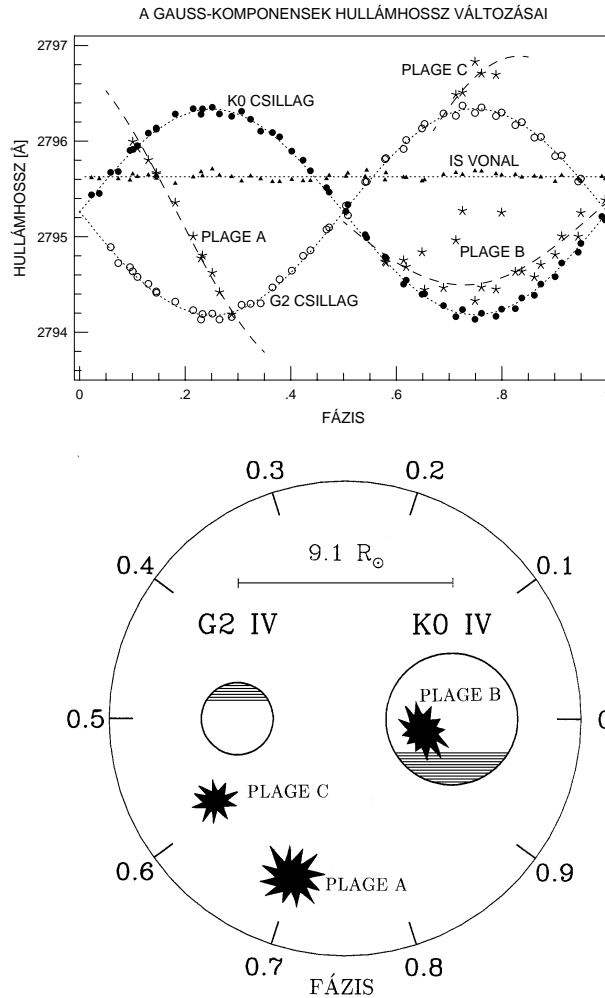


3.14. ábra: A MgII  $k$  vonalfluxusok változása a két csillagon. Mindkét komponens esetében megfigyelhetők hemiszférikus különbségek.

Az  $UV$  Doppler-kép (spectral image) elkészítéséhez meg kell próbálnunk az egyes Gauss-komponensek fázis szerinti felbukkanásából és hullámhossz eltolódásából visszafejteni az emittáló források elhelyezkedését. Ehhez írjuk fel a K0 csillaghoz rögzített polárkoordináta rendszerben  $r_{pl}$  és  $\phi_{pl}$  koordinátákkal jellemzett pontból eredő  $\lambda$  hullámhosszú sugárzás Doppler-eltolódását a keringés következtében:

$$\Delta\lambda_D = \Delta\lambda_0 + \frac{\lambda}{c} \left[ K_{K0} \sin \phi + \frac{2\pi}{P} r_{pl} \sin(\phi - \phi_{pl}) \right]. \quad (5)$$

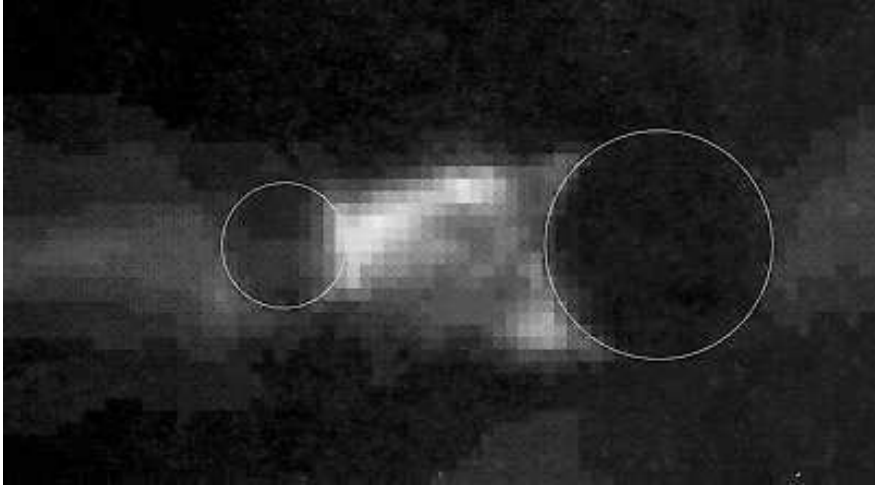
Az összefüggésben  $\Delta\lambda_0$  a rendszer tömegközéppontjának radiális sebességéből eredő vonaleltolódás,  $K_{K0}$  a K0 csillag pályamenti (kerületi) sebessége,  $P$  a keringés periódusa,  $\phi$  pedig a fázisszög. (5) alapján a plage-ok pályasíkra vetített helyzete megbecsülhető. A végeredményt a 3.15. ábrán mutatjuk be, mely felső paneljében feltüntettük az összes Gauss-komponens számított és tényleges vonaleltolódását. Az ábra alsó felében a kettős-rendszer sematikus képe látható a feltételezett három diszkrét emittáló forrással (PLAGE A, B és C). A csillagok alapfluxusai szerint kevésbé intenzív vezető féltekéket vonalkázással jelöltük.



3.15. ábra: A felső panel a dekomponált Mg II  $k$  vonalak különbözőképpen Doppler-eltolódott Gauss-komponenseit mutatja a fázisszög szerint. Az ábra alsó felében az AR Lac *UV Spectral Imaging* módszerrel rekonstruált képe látható.

**3.2.2.5. Diszkusszió.** A 3.15. ábrán A-val jelölt plage-nak megfelelő Gauss-komponens hullámhossz eltolódásából az következik, hogy – a vélhetően a két csillag kölcsönható mágneses tereinek következményeként képződött – emittáló forrás mindkét csillagtól kissé távolabb helyezkedik el.<sup>11</sup> Ezzel szemben a B-vel jelölt plage a K0 csillag felszínén (vagy legalábbis ahhoz közel) kell, hogy legyen, mivel a vonaleltolódás modellezésekor az (5) összefüggésből kapott  $r_{pl}$  kisebbnek bizonyult a K0 csillag sugaránál. Ekkor (4) alapján megbecsülhető a plage  $\beta$  asztrografikus szélessége, melyre esetünkben  $\approx 60^\circ$  adódott. A C-jelű plage inkább a G2 csillag felszínéhez esik közelebb, azonban a vonaleltolódás hasonlósága miatt azt a lehetőséget sem szabad kizárnunk, hogy az A és a C-jelű plage-ok helyett valójában egyetlen, nagyobb kiterjedésű emittáló területről van csupán szó, melyet a keringés különböző fázisaiban különbözőképpen látunk. Összehasonlításként a 3.16. ábrán bemutatjuk a kettősrendszer koronális aktivitását illusztráló röntgenképet (0,4 – 1,5 keV, Siarkowski 1995), mely az ASCA műhold 1993. júniusi észlelései alapján

<sup>11</sup>a pozíció meghatározásakor feltételeztük, hogy a plage a kettősrendszerrel merev testként korotál

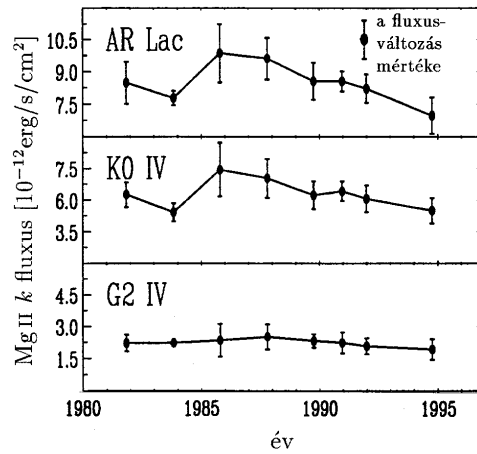


3.16. ábra: Az AR Lac röntgen koronája 1993. júniusában (Siarkowski 1995). A rekonstruált képen a rendszert – a 3.15. ábrához hasonlóan – a pályasíkra merőleges helyzetből látjuk.

készült, s melyen a fényes területek messze eltávolodnak a két csillag felszínétől. Hasonló dolgot tapasztalunk a 16 hónappal későbbi *UV* képen is: az emittáló források részben a két csillag közös terében jelennek meg.

Modellünk szerint az A-jelű plage a keringés során a főminimum után kb.  $\phi = 0,15$  fázisnál kezd láthatóvá válni a két csillag között, s a láthatóság kb.  $0,25$  fázisértékig tart, tehát addig, amíg a plage-t a G2 csillag el nem fedi. A mellékminimum előtt már várható, hogy a plage ismét felbukkanjon, azonban a dekomponált spektrumok sorozatán ez mégsem tükröződik. Ehelyett  $\phi = 0,6$  értéknél a B-jelű plage bukkan fel, s vele párhuzamosan  $\phi = 0,7 - 0,8$  között a C-jelű plage is látható. Számításaink szerint a B plage a K0 csillag felszínén kb.  $\phi = 0,6$  hosszúságon  $60^\circ$  szélességen nyugszik, ugyanakkor egészen a főminimumig nyomonkövethető. Ezt a fénylő terület vertikális kiterjedésével lehet magyarázni. Hogy mi az oka annak, hogy az A-jelű plage a második félperiódusban a dekomponált spektrumokon nem bukkan föl, arra egy lehetséges magyarázatot részben már érintettünk: valószínű, hogy egyetlen kiterjedt forrás helyett két, egymástól elkülönülő fénylő területet azonosítunk (A és C-jelű plage-ok). Igaz, a C plage így is viszonylag rövid ideig van jelen a spektrumokon. Ez azonban összefüggésben állhat azzal, hogy a második félperiódusban felbukkanó B-jelű plage a spektrumok dekomponálásakor elnyomja az egyidejűleg látható másik forrás hatását. Emellett szól az is, hogy a B plage vonalpozíciói a 3.15. ábrán erősen szóródnak. Az együtt látszó plage komponensek az illesztés során kölcsönösen zavarólag hathatnak egymásra.<sup>12</sup> Lehetséges, hogy tovább folytatva a modellezési eljárást, néhány újabb iterációs kör után egy még finomabb kép felvázolásáig juthatnánk, azonban a másik oldalon fenyegetne az adatokból nyerhető információ túlértékelésének veszélye.

<sup>12</sup>Ne feledjük, az illesztés során minden Gauss-görbét 3 paraméterrel jellemzünk, amely négy Gauss-komponens használata esetén már 12 paraméter! Ha megkötjük a csillagok radiális sebességeinek és az *IS* vonal pozíciójának és szélességének megfelelő 4 paramétert, még mindig marad 8 szabad paraméterünk. Ha az illesztéshez felhasznált Gauss-komponensek száma öt, úgy a szabad paraméterek száma 11 lesz, ezáltal a lehetséges megoldások köre jócskán bővül.



3.17. ábra: Az AR Lac kromoszférikus  $UV$  aktivitásának változása az évek során (Pagano *et al.* 1996).

**3.2.2.5. Hosszútávú trendek.** A bemutatott idősoros spektrumanalízis eredményét érdemes összevetni a korábban született eredményekkel (Pagano *et al.* 1996, ld. még az ott fellelhető idézeteket!). A 3.17. ábrán bemutatjuk a  $Mg II k$  vonalán mért fluxusok alakulását az összes korábbi – 1981-1991. közötti – észlelési időszakot felölelő intervallumban, kiegészítve a jelen dolgozat keretén belül elkészített 1994-es eredményekkel. A felső panel a rendszer összfluxusát mutatja, az alsó két panel pedig az egyes komponensekről érkező fluxusokat külön-külön. A hosszútávú trendeket vizsgálva kijelenthető, hogy az AR Lac aktív kettősrendszer kromoszférikus ( $UV$ ) aktivitása 1987-89. között mutatott maximumot, azóta pedig egyre csendesedik. A K0 csillag  $UV$  aktivitása mind intenzitásában, mind pedig változékonyságában meghaladja a G2 csillagét. A K0 csillag  $Mg II k$  vonal fluxusa általában 3-4-szer nagyobb, mint a G2 csillagé. Ez az állítás akkor is igaz, ha eltekintünk a plage-ok okozta járulékos emissziótól, s csupán a csillagokat borító kromoszférikus hálózatot (network) vizsgáljuk<sup>13</sup>

<sup>13</sup>azaz csupán a modulálatlan Gauss-komponensek fluxusait vetjük össze

## 4. Összefoglalás és záró gondolatok

### 4.1. A dolgozatban közölt új, saját eredmények összefoglalása

- Az 1.2.3. szakaszban a V833 Tau 1993. november 20-án észlelt optikai flerjének abszolút paramétereit becsültük meg  $UBV(RI)_C$  fotometriai észlelések alapján. Elsőként a csillag inaktív állapotához tartozó fluxusértékeket határoztuk meg, majd a nettó fler-luminoziást, melynek valahol 2000-3000Å között volt a maximuma. Ugyanakkor az infravörös felé haladva a feketetest közelítéshez képest szembeszökő excesszust tapasztaltunk. Ezt igazolta az irodalomból származó adatokkal történt összehasonlítás: az optikai fler energiája  $E_{opt} = 5,0910 \cdot 10^{34}$  erg, az  $E_{opt}/E_U$  arány pedig 5,6, amely kb. 2,5-szöröse a Lacy *et al.* (1976) által közölt statisztikai átlagnak; a  $V$ ,  $R_C$  és  $I_C$  színekben kisugárzott összenergia 61%-a a teljes optikai tartományban kisugárzott energiának, míg Doyle *et al.* (1989a) az  $E_{VRI}/E_{opt}$  értékre kb. 1/3-ot jósolt. Feketetest sugárzást feltételezve, a flerező területre  $A_F = 1.31 \cdot 10^{20} \text{ cm}^2$  nagyságú, a fler színhőmérsékletére  $T_F = 8500 \text{ K}$  nagyságú becslést adtunk, noha ismét hangsúlyozni kell, hogy az optikai tartományban észlelt fler a valószínű 8500K-es termális illesztéshez képest erős  $IR$  excesszust mutatott, amely miatt a feketetest illesztéseinket csupán az  $U$ ,  $B$  és  $V$  színekre lehetett alkalmazni. A nap-analógia mentén haladva felvetettük a morfológiai rokonságot az I. típusú fehér napflerekkel.

Kapcsolódó publikáció: Oláh, Strassmeier, Kövári & Guinan, előkészületben.

Megjegyzés: A dolgozatban bemutatott vizsgálat és eredmény teljes egészében a saját munkám, noha része a V833 Tau-ról szóló átfogó munkának, melyről a kapcsolódó cikk készül.

- Az 1.3.2. szakaszban röviden szóltunk egy érdekes kísérletről, mely során a Napot, mint aktív változócsillagot tekintettük. Az eredetileg csillagfoltok modellezésére szolgáló szoftvereinket felhasználtuk a Napról készült egydimenziós lágyröntgen és rádióészlelések modellezésére, hiszen a Nap ezeken a hullámhosszakon a mágneses aktív területek extra emissziója miatt nagyságrendekkel intenzívebb rotációs változásokat mutat, mint a látható fényben (a napfoltok ugyanis gyakorlatilag nem okoznak fényváltozást a rotációs fénygörbén). Az eredményeket azután összevetettük a YOHKOH műhold szimultán készült direkt képeivel, mely alapján egyrészt a modellezési eljárás megbízhatóságáról vontunk le következtetéseket, másrészt megfigyeltük, hogy a Napon az aktív területek és a zavartalan háttér közötti kontraszt az említett hullámhosszakon időben hiperbola-szerű függvény mentén csökken.

Kapcsolódó publikáció: Oláh, van Driel-Gesztelyi, Kövári & Bartus 1999a, 1999b.

Megjegyzés: A dolgozatban foglalt részben igyekeztem a saját munkámat kidomborítani, noha ebben az esetben lehetetlen volt pontos határvonalat húzni az egyes szerzők részmunkái között.

- A 2. fejezetben az aktív csillagok fotometriai vizsgálatával foglalkoztunk. Ezen belül a 2.1.2. szakaszban teszteltük az alkalmazott modellezési eljárást. Első lépésben ismert bemenő paraméterekkel szintetikus fénygörbék seregét állítottuk elő. Ezután az észlelési adatokat imitáltuk különböző fotometriai eredetű zajokat feltételezve. A harmadik lépésben az "észleléseinket" úgy modelleztük, mintha nem ismernénk az előállításukhoz használt foltparamétereket, majd a kapott eredményeket összehasonlítottuk a tényleges bemenő paraméterekkel. Vizsgálataink alapján megállapítottuk, hogy reális körülmények között, általános esetben a foltos csillagok fénygörbéi nem tartalmaznak elegendő információt ahhoz, hogy az eredeti foltkonfigurációt – a nyilvánvaló egyszerűsítések mellett – egyértelműen visszaadhassák.

Egy kétfoltos modell feltételezésével a szimulációkból kiderült, hogy a különböző hibaforrások együttesen lényegesen lerontják az eredmények megbízhatóságát. Úgy találtuk, hogy a folttalannak feltételezett csillag fényességének néhány század nagyságrendű hibája lehet a leglényegesebb hibaforrás, mely drasztikusan lerontja az eredmények megbízhatóságát. Alacsony inklináció ( $i \leq 30^\circ$ ) esetén, még pontos mérések használata mellett is bizonytalan a foltok asztrografikus szélességének és az ahhoz szorosan kötött másik foltparaméternek, a folt méretének meghatározása, ugyanakkor magasabb inklináció ( $i \approx 60^\circ$ ) mellett, pontos fotometriai mérések birtokában ( $\delta_{phot} \approx \pm 0,002 - 0,005$ ) a foltparaméterek néhány fokos hibával visszamodellezhetők voltak. A fotometriai pontosság csökkenésével ( $\delta_{phot} > \pm 1\%$ ) a foltok pozíciójának (főként a szélességértéknek) és a foltok méretének meghatározása instabillá vált. Megállapítottuk, hogy az általunk tesztelt két minimumkereső algoritmus megválasztása (a Levenberg-Marquardt eljárás és a *grid* módszer) nem okozott az eredményekben jelentkező különbséget, csupán az előbbi volt gyorsabb.

Kapcsolódó publikáció: Kövári 1995, Kövári & Bartus 1997.

Megjegyzés: A Levenberg-Marquardt eljáráshoz kapcsolódó programozási feladatokat leszámítva a munkát teljes egészében magam végeztem.

- A 2.1.3. szakaszban – egyelőre elméleti megközelítésben – azt vizsgáltuk, hogy megbecsülhető-e hosszútávú többszín-fotometriai adatokra támaszkodva a csillag folttalannak feltételezett állapotához tartozó fényessége. Először szimulációk segítségével arra kerestünk választ, hogyan kaphatjuk meg adott minimális fényességszinthez ( $I_{min}$ ) a maximális amplitúdót ( $A_{max}$ ), majd ugyanezt analitikusan próbáltuk követni. Az  $A_{max}(I_{min})$  függvény viselkedését különböző paramétervizsgálatoknak vetettük alá. Megmutattuk, miként hat a grafikon alakjára a folt hőmérsékletének, a szélsőtétedés értékének, az inklináció értékének beállítása, valamint az, ha korlátozzuk a foltok előfordulását a csillag felszínén. Ideális körülményeket feltételezve, egy foltos csillag hosszabb időszakon át rögzített fénygörbéinek amplitúdóit a hozzájuk tartozó minimum fényesség függvényében ábrázolva kiválasztható a megfelelő modellgörbe, melyet az észlelési pontokkal fedésbe hozva az abcisszáról leolvasható a foltatlan fényesség. Sajnos azonban módszerünk alkalmazhatóságát több körülmény is korlátozza: a többszín észlelések gyakran nem érik el az ezredmagnitúdós pontosságot, a mérési időszakok pedig rövidek ahhoz, hogy bennük kis, közepes és



nagy amplitúdókat produkáló foltkonfigurációk egyaránt előforduljanak. Ezenkívül hasznos volna, ha a folteloszlásról lenne *a priori* elképzelésünk (pl. lehetnek-e a póluson foltok?).

Kapcsolódó publikáció: Oláh, Kővári, Bartus, Strassmeier, Hall & Henry 1997; Kővári, Oláh & Széll, előkészületben.

Megjegyzés: A 2.1.3. szakaszban foglaltak javarészt a saját eredményeim, leszámítva a matematikai formalizmus kidolgozását, melyhez munkatársaim segítségét kértem.

- A 2.2.1. szakaszban az egyik legismertebb hosszúperiódusú RS CVn-típusú kettős, a HK Lacertae három évtizedre visszanyúló többszín-fotometriai adatait modelleztük. Láttuk, hogy a foltatlan fényesség meghatározásának a foltmodellezési eljárás során kitüntetett szerepe van, éppen ezért értékét különös gonddal igyekeztük megbecsülni. Módszerünkkel a HK Lac esetében a valaha mért legfényesebb állapotnál mintegy félszázad magnitúdóval fényesebb értéket tűztünk ki. Eredményünket sikerült összhangba hozni a csillag intersztelláris vörösödésre korrigált szintetikus színindex értékeivel, a három vizsgált színben kevesebb, mint 0,03 magnitúdós eltéréssel.

A foltmodellezés során a rövid- és hosszútávú fényváltozások leírására leginkább alkalmas modellnek két poláris sapka feltételezése mutatkozott. A foltok hőmérsékletének meghatározása céljából illesztések készültek a  $B - V$  és  $V - I_C$  színindex görbékre. A HK Lac foltjainak hőmérsékletére a  $\Delta T_{spot} = 1200\text{K} \pm 200\text{K}$  értéket adtuk, mely jó összhangban van Vogt (1981) korábbi eredményével. Az eredmények szerint foltok a teljes felszínnek átlagosan a 30%-át borítják, de extrém esetben ez az érték eléri a 40%-ot. A foltok hosszúsági koordinátáinak változását vizsgálva kimutattunk egy általános trendet: a foltok lassan, retrográd irányban vándorolnak, a fázisok időben csökkennek. Néhol azonban a fázisok értékeiben hirtelen ugrás tapasztalható, melyet a csillag globális mágneses terének átstrukturálódása folytán a pólusok körüli foltosodás mértékében bekövetkező hirtelen változásként interpretálható. A három évtizedet felölelő időszakban a foltok hosszúsági koordinátái közötti szeparáció  $112^\circ$  középérték körül ingadozott. Ez a kép összhangba hozható egy olyan elképzeléssel, mely a poláris foltok között transzekvatoriális mágneses kapcsolatot feltételez.

Kapcsolódó publikáció: Oláh, Kővári, Bartus, Strassmeier, Hall & Henry 1997.

Megjegyzés: A kapcsolódó cikkben közölt eredményeket döntő részben az első szerző-társammal közösen értük el. A dolgozatban igyekeztem a teljes munkából az általam elvégzett részekre szorítkozni.

- A 2.2.2. és a 2.2.3. szakaszokban két olyan kettősrendszerrel foglalkoztunk, melyek komponensei külön-külön is foltaktivitást mutatnak.

A BY Draconis spektroszkópai kettősrendszerében a főkomponens adja a látható fény hullámhosszán az összfényesség kb. kétharmadát, ugyanakkor jó okkal feltételezhető, hogy a rotációs eredetű fényváltozások modellezésekor a főkomponens foltjai mellett nem hagyható figyelmen kívül a másodkomponens foltosodása okozta additív hatás. Ezen az úton elindulva elsőként sikerült magyarázni 3600K-hez közeli

folthőmérséklet mellett nemcsak az 1965-ben tapasztalt eddigi minimális átlagfényességet, de a hozzá tartozó óriás amplitúdójú fényváltozást is. Hosszú időskálán folytatott vizsgálatok alapján azt kaptuk, hogy a főkomponens látható felszínének a 2-15%-a foltal fedett, míg a mellékkomponens esetében ez az érték 14-35%, ami alacsony inklináció ( $i = 28^\circ$ ) mellett szükségképpen magával vonja, hogy a foltok magas szélességeken jelenjenek meg, lefedve akár a teljes poláris vidéket.

Az ER Vulpeculae az RS CVn-típusú csillagok egy jól ismert reprezentánsa, mely két – Napunkhoz igen hasonló – G0V+G2V spektráltípusú csillagokból áll. Már a fizikai hasonlóságból is következne, hogy mindkét komponensen várható a foltok megjelenése. A rendszer 1991. augusztusi és szeptemberi fénygörbéit felhasználva modelleztük a fényváltozásokat, s a kapott foltmodellek eredményeit az alábbiak szerint foglalhatjuk össze: hideg és forró területek egyaránt találhatók a komponensek felszínén, az augusztusi állapothoz képest szeptemberre a foltos területek nagyobbakká váltak és/vagy hidegebbekké. Ugyanakkor a komponensek nagyfokú hasonlósága, tehát a modellezés szempontjából a komponensek invarianciája miatt fotometriai úton nem dönthető el, melyik folt melyik csillaghoz tartozik. Ennek eldöntéséhez foltfedéses állapot bekövetkezte mellett nyílna mód, amelyet azonban nem sikerült kimutatni.

Kapcsolódó publikáció: Kövári & Oláh 1996, Oláh & Kövári 1997a, 1997b, Kövári 1999.

Megjegyzés: A BY Dra-ról írott rész teljes egészében a saját munkám, az ER Vul-ról szóló szakaszban a szerzőtársammal közösen elért eredmények tömör összefoglalása mellett a saját munkámat igyekeztem részletesebben bemutatni.

- A 3. fejezetben elsőként a spektrumvonalak rotációs eredetű módosulásán alapuló *Doppler Imaging* technikát (Vogt & Penrod 1983) mutattuk be a CM Camelopardalis 1995-ben rögzített adatainak feldolgozása kapcsán (3.1.2. szakasz). Az eredményül kapott Doppler-képeken egyaránt láthatóak pólusközei és alacsony szélességeken fekvő hideg területek. A hőmérséklet kontraszt kb. 600-800K körüli érték. Poláris foltot meggyőzően a FeI 6400Å és a 6430Å vonalain, valamint a CaI 6439Å vonalán láthattunk. Egyenlítőhöz közeli foltok mindegyik képen felfedezhetők voltak, noha területük általában kisebb, elhelyezkedésük pedig szórványos. A bemutatott vizsgálat szerves része egy többéves időszakról (1994-1997.) készült munkának (Strassmeier *et al.* 1998). Az 1994-ben, 1995-ben 1996-ban és 1997-ben készült észlelések alapján született Doppler-képek sorozatából levonható következtetés, hogy a kezdeti, 1994-es állapothoz képest a csillagon kimutatható poláris foltosodás évről-évre kisebb mértékű, mely megállapítás összhangban van a  $V$  fényesség évről-évre tapasztalt folyamatos növekedésével. Konklúzióként kijelenthető, hogy a CM Cam felszínén poláris és ekvatoriális foltok egyaránt megfigyelhetők. Ez tovább erősíti azt az elképzelést, melyszerint az aktív csillagokon általános jelenség a pólus közelében megjelenő folt.

Kapcsolódó publikáció: Strassmeier, Bartus, Kövári, Weber & Washüttl 1998.

Megjegyzés: A 1995-ös adatok feldolgozása teljes egészében a saját munkám volt.

- A 3.2.2. szakaszban az *UV* spektrumvonalak dekompozícióján alapuló *Spectral Imaging* (Walter *et al.* 1987, Neff *et al.* 1989) technikát alkalmaztuk az AR Lacertae-ről az IUE mesterséges hold által 1994. októberében készített adatokra.

A fedési rendszert alkotó K0+G2 csillagokat körülvevő forró, aktív plazmaburkokból eredő emisszió Mg II *k* spektrumvonalának vizsgálatából mindjárt kitűnt a spektrumok három alapvető tulajdonsága: az egyes komponenseknek megfelelő csúcsok többé-kevésbé a csillagok radiális sebességeinek megfelelően vándorolnak, mindegyik spektrumon felfedezhető egy keskeny intersztelláris abszorpció, végül pedig az egyes csillagoknak megfelelő fluxusok időben változnak. Megállapítható volt továbbá, hogy a K0 komponens *UV* aktivitása mind intenzitásában, mind pedig változékonyságában meghaladja a G2 komponensét. További vizsgálatok alapján megállapítottuk, hogy a K0 csillag felszínén kb. 60° szélességen egy plage helyezkedik el, valamint, hogy a két csillagtól kissé távolabb további két emittáló forrás található. Mind a K0, mind pedig a G2 csillagnál kimutattunk hemiszférikus különbségeket: a vezető félteke mindkét csillag esetében halványabbnak bizonyult.

Hosszútávú trendbe illesztve az 1994. októberi adatokból nyert eredményünket megállapítható, hogy a rendszer *UV* aktivitása 1987-89. között mutatott maximumot, azóta pedig egyre csendesedik (Pagano *et al.* 1996).

Kapcsolódó publikáció: Oláh & Kövári 1997a; Pagano *et al.*, előkészületben.

Megjegyzés: A dolgozatban bemutatott teljes észlelési anyag analízisét magam végeztem.

## 4.2. A szoláris paradigma és korlátai

Nem haszontalan elgondolkodnunk azon, hogy a dolgozatban többhelyütt felbukkanó Nap-aktív csillag analógiát milyen értelemben és milyen szinteken használjuk fel csillagászati megfigyeléseink értelmezéséhez. Abban mindenki egyetért, hogy a Nap és a csillagok légkörében zajló folyamatokat ugyanazok a fizikai törvények irányítják (az elektrodinamika, a kvantummechanika, a gravitáció, a hidrodinamika, stb. törvényei). Általában azonban kicsit másra, egy mélyebb szintre gondolunk akkor, amikor a szoláris paradigmát említjük. Ekkor a Napon és a csillagokon megfigyelt jelenségek fenomenológiai hasonlóságait keressük. Gondolunk itt az aktív Napon és az aktív csillagokon egyaránt megfigyelt foltok, plage-ok, flerek, a kromoszférikus network, az aktív korona, stb. léteire, ugyanakkor rámutatva arra, hogy a folyamatok bizony sokszor jelentősen különböző energetikai nagyságrendekben, lényegesen különböző geometriai- és időskálákon zajlanak.

A 4.1. táblázatban példaként összehasonlítjuk az aktív csillagok és a Nap aktivitási jellemzőit. Látható, hogy számos esetben lényeges nagyságrendi különbségek tapasztalhatók, mindazonáltal a háttérben zajló folyamatok fenomenológiai hasonlóságainak megkérdőjelezésére nincs súlyos okunk. Ugyanakkor néhány elgondolkodtató különbségre mégis fel kell hívnunk a figyelmet.

A legszembetűnőbb eltérés a foltok méretében és elhelyezkedésében mutatkozik. Míg a Napon aktivitási maximumban a foltok összterülete a Nap felszínének kb. 1%-a, addig a csillagfoltok területe a csillagfelszínhez viszonyítva akár 30-40% is lehet. Ez az

4.1. táblázat: Az aktív csillagok és a Nap aktivitási jegyeinek összehasonlítása.

típus	BY Dra	RS CVn	Algol	W UMa	Nap
szeperáció	elváló	elváló	félig elváló	kontakt	–
főkomp.sp.	dG-dM	G-K IV-III	B5-F2 V	F-K V	G2 V
másodk.sp.	dK-dM	G-K V-IV	G-K IV-III	F-K V	–
$P_{orb}$	$0,5^d - 15^d$	$1 - 25^d$	$1 - 20^d$	$0,06 - 0,4$	$27^d(P_{rot})$
szinkron- rotáció	$P_{orb} < 3^d$ van $P_{orb} > 3^d$ nincs	$P_{orb} < 20^d$ van $P_{orb} > 20^d$ nincs	van	van	–
F O T O S Z F É R A					
$A_{folt}/A_*[\%]$	5-30	5-40	5-10	5-15	$< 1$
$\Delta T_{folt}[\text{K}]$	300-1000	500-1200	500-800	500-1000	1200-1600
előfordulás	$ \beta  > 40^\circ$	$ \beta  = 0-90^\circ$	?	?	$ \beta  = 10-40^\circ$
K R O M O S Z F É R A					
$\frac{F(\text{Mg II})_*}{F(\text{Mg II})_\odot}$	0,3–5	0,5–5	3	2–5	1
Á T M E N E T I R É T E G					
$\frac{F(\text{C IV})_*}{F(\text{C IV})_\odot}$	100–500	10–100	100–200	100	1
K O R O N A					
$\frac{(L_X)_*}{(L_X)_\odot}$	10–1000	100–1000	$100-10^4$	100–1000	1
$\frac{(f_{radio})_*}{(f_{bol})_\odot}$	$100-10^4$	$10^6 - 10^7$	$10^6 - 10^7$	4000	1

óriási különbség több okból is elgondolkodtató. Egyrészt a csillagfoltok szerkezetéről alkotott nézeteinket illetően: nem világos ugyanis, hogy amiről mi azt mondjuk "csillagfolt" az valóban hasonlít-e a napfolthoz, tehát belső szerkezetét is ugyanúgy képzelhetjük-e el (umbra-penumbra), avagy az "aktív terület sok kisebb folttal" kép illik-e inkább rá. Tovább lépve: az aktív csillagokon – ellentétben a Nappal – számos esetben találkozunk pólus környéki foltokkal. A poláris foltok létének bizonyítékát legtöbbször a *Doppler Imaging* módszerre alapozzák (pl. Strassmeier 1990, Donati *et al.* 1992, Hatzes *et al.* 1996), amely szerint a csillag spektrumvonalainak közepén a teljes rotációs periódus alatt megfigyelhető púpot a csillag pólusán lévő stabil folt következményeként interpretálják. Ugyanakkor ezt az effektust próbálták már kromoszférikus aktivitással is magyarázni (Byrne *et al.* 1992, Byrne 1996, Strassmeier *et al.* 1993b), igaz, ez csak részben és nem eléggé meggyőzően sikerült (Bruls, Solanki & Schüssler 1998). Az 1.4.1. szakaszban már említettük Schüssler & Solanki (1992) és Schüssler (1996) elméleti modelleredményeit, melyben a pólusokhoz közeli szélességeken felbukkanó foltok fő okaként a mély konvektív zóna mellett a gyors rotáció miatt fellépő Coriolis erő jelentőségét hangsúlyozták. Az utóbbi időben azonban találkozhattunk olyan nézetekkel is, miszerint a hosszútávon megfigyelt poláris foltok (*cap*) talán mégsem a toroidális fluxuskötegek póluskörnyéki felbukkanásának eredményei, hanem inkább egy poloidális tér, vagy kettősök esetében egy mindkét csillagra kiterjedő komplex mágneses struktúra (Uchida & Sakurai 1983, Vahia 1995) következményei (Oláh *et al.* 1997), hiszen a kettősségből eredő dinamikai hatások jelentősen befolyásolhatják a mágneses aktivitást (Schrijver & Zwaan 1991). Többé-kevésbé

tehát mindannyian elfogadjuk a poláris foltok létét, ugyanakkor az igazán meggyőző bizonyíték és magyarázat még várat magára.

A nagy kiterjedésű poláris struktúrák léte magával vonja a kérdést: vajon miként alkalmazható a Babcock-féle dinamó elmélet (Babcock 1961) az aktív csillagokon? A differenciális rotáció mérése csillagokon jelenleg még kezdeti stádiumban van ahhoz, hogy pontos eredményeket szolgáltatson (Lanza, Rodonò & Zappala 1993), annyi azonban már bizonyosan látszik, hogy a csillagokon kimutatott differenciális rotáció kb. egy nagyságrenddel kisebb, mint amit a Napon mérünk (pl. Donati & Collier Cameron 1997, Weber & Strassmeier 1998, Strassmeier *et al.* 1998). Másrészt viszont (szoros kettősök esetében a gravitáció szinkronizáló hatásán keresztül) a gyorsabb rotáció a mágneses dinamót hatékonyabbá teszi. Az aktív csillagokra jellemző mélyen konvektív belső szerkezet a mélységi differenciális rotáció szerepét is felveti.<sup>1</sup> Az eddig felsorolt különbségek a klasszikus dinamó teóriát illetően az aktív csillagok esetében jelentős eltérésekre engednek következtetni.

További gond a felszíni és a felsőléggöri mágneses struktúrák (foltok – plage-ok) kapcsolatának bizonyítása, hiszen a szoláris paradigma alapján azt várnánk, hogy a kromoszféra és a korona fűtése azokra a helyekre koncentrálódik, ahol legerősebb a mágneses tér, azaz a foltok környékére. Ezirányú vizsgálatok azonban nem mindig mutatnak világos bizonyítékot erre vonatkozóan (Rodonò *et al.* 1987). A kromoszférikus vonalakon megfigyelt plage-ok és a csillag felszínén lévő foltok ugyanis korántsem minden esetben hozhatók egymással szoros geometriai-fizikai kapcsolatba. Catalano *et al.* (1996) több RS CVn-típusú rendszert vizsgálva kimutatta ugyan a H $\alpha$  emisszió erősödése (plage-ok) és a fotoszférikus foltok miatti vizuális fényességcsökkenés közötti korrelációt, azonban a foltok szisztematikusan, 30 – 50° hosszúságértékkel megelőzik a plage-okat. Ez szembenáll azzal a korábbi elképzelésünkkel, hogy a plage magasan a fotoszférikus folt felett helyezkedik el, így a rotáció során hamarabb válik láthatóvá, mint az alatta elterülő folt.

A napflerek és a csillagokon megfigyelt flerek közötti párhuzam régóta vita tárgya. Köztudott, hogy az aktív csillagokon megfigyelt flerek 3-4 nagyságrenddel nagyobb energiát szórnak szét a világűrbe, mint a legnagyobb napflerek. Azt is tudjuk viszont, hogy a Napon a nanoflerektől az óriás two-ribbon flerekig terjedő skála 8-9 nagyságrendet is felölel, így azután érvelhetnénk a napfler-csillagfler hasonlóság mellett azzal, hogy "további néhány nagyságrenddel nyugodtan kiterjeszthető a skála anélkül, hogy a szoláris paradigmát különösebben kitágítanánk"<sup>2</sup>. Vajon tényleg így van? Hosszantartó, gigantikus flerek esetében, melyek forrásai szoros kettőscsillagok, már régóta sejtjük, hogy a komponensek mágneses kölcsönhatása állhat a fleraktivitás középpontjában (Simon, Linsky & Schiffer 1980). Ferreira (1998) szerint ilyen esetekben azonban a felszabaduló energia forrása nem a mágneses tér, hanem a komponensek között átkötődött mágneses erővonalak mentén a két csillag közös terében áramló-akkretáló plazma. Ilyen értelemben tehát gravitációs, kinetikus és termális energia felszabadulásáról van szó, nem pedig mágneses energiáról.

<sup>1</sup> sajnos azonban ezirányban végzett kutatásokról egyelőre nemigen lehet hallani

<sup>2</sup> a gondolatot D.J.Mullantól idéztük, az 1990. júliusában Armaghban (Észak Írország) tartott konferencián elhangzott egyik vitából

### 4.3. Paradigmaváltás előtt?

T. Kuhn (1984) *A tudományos forradalmak szerkezete* c. munkájában kifejti, hogy miként működik a tudományos gondolkodás, amely örökösen kifelé igyekszik mozdítani határait. Egy közös tudományterületen dolgozó kollektíva hosszú folyamat eredményeként kialakít egy közfelfogást (paradigmát), amellyel többé-kevésbé mindannyian egyetértenek és erről az alapról kiindulva gyűjtik az újabb és újabb tapasztalatokat, amelyeket azután igyekeznek beilleszteni a paradigma által meghatározott keretbe. Olykor azonban egy-egy újonnan felbukkanó nézet már nem szorítható a szabott korlátok közé. A korlátok egy ideig tágíthatók, egy ponton azonban felborul a rendszer, és helyébe lép egy úttörő gondolat, amely minden addigi megfigyelést magába foglalva új, működő paradigmává válik mindaddig, amíg nem áll elő valaki egy olyan tapasztalattal, amely az addig tökéletesnek hitt rendszerrel ellentmondásba kerül. Ez az állandó megújulási képesség viszi előre a csillagászatot is évezredek óta. Gondoljunk itt kézenfekvő példaként a ptolemaioszi világrend újabb és újabb változataira, melyek egyre pontosabban, de egyre nagyobb nehézségek árán tudták visszaadni a megfigyeléseket, mígnem egyszer a kopernikuszi világkép végképpen győzedelmeskedett felette.

Az 1. fejezetben olvashattunk róla, hogy néhány évtizede a csillagfoltok kutatása – kissé erőltetett hasonlattal élve – még a boszorkányság határát súrolta. A csillagok felszínének kutatása napjainkban annyira előrehaladott, hogy ma már kevesen vannak, akik kételkednének a napfoltokkal rokonságot mutató különböző csillagfelszíni alakzatok léteiben. Ugyanakkor direkt felvételek, melyek inhomogén felszíni fényességeloszlást mutatnának, a Napot leszámítva csupán az utóbbi néhány évben készültek a legmodernebb csillagászati mérőberendezésekkel (Gilliland & Dupree 1996<sup>3</sup>).

A csillagfoltok kutatása az idők során – láttuk – egyre több olyan kérdést vetett föl, mely az automatikusan adódó szoláris paradigma korlátaival egyre csak feszíti. Ma még nem jutottunk odáig, hogy ezeket a korlátokat szétszakítva egy új elmélettel, új alapokról magyarázzuk megfigyeléseinket, bizonyosan állítható azonban, hogy előbb-utóbb egy radikális lépésre lesz szükség ahhoz, hogy a mindaddig felgyülemlett ellentmondásokat egy csapásra feloldhassuk.

---

<sup>3</sup>a *Hubble Space Telescope* felvétele a Betelgeuse felszínén fényes foltot mutat

## Köszönetnyilvánítás

Mindenekelőtt köszönöm egykori tanáromnak, Marik Miklósnak, hogy megismertette és megszerettette velem a csillagászatot. Köszönöm témavezetőmnek, Szeidl Bélának a bizalmat és az útmutatást, legközvetlenebb kollégámnak, Oláh Katalinnak pedig a közös munkát, és a dolgozat ábráinak elkészítésében való közreműködését. Köszönöm továbbá mindazok segítségét, akik valamilyen formában hozzájárultak e dolgozat elkészültéhez. Segítőim alfabetikus sorrendben a következők voltak: Balázs Lajos, Barcza Szabolcs, Bartus János, Berend Zsolt, Edwin Budding, Giuseppe Cutispoto, Decsy Pál, Edward F. Guinan, Holl András, Jurcsik Johanna, Marik Dániel, Isabella Pagano, Petrovay Kristóf, Pócs Miklós, Marcello Rodonò, Klaus G. Strassmeier, Széll András, van Driel-Gesztelyi Lília, Vincze István, Albert Washüttl, Michael Weber. Remélem, nem hagytam ki senkit. Megköszönöm az OTKA F-019642, OTKA T-019640, OTKA T-026165, az ELTE Doktori Iskolája, valamint a Soros Alapítvány anyagi támogatását, az *Institut für Astronomie, Wien* és az *Osservatorio Astrofisico di Catania* segítségét, valamint a francia-magyar tudományos kapcsolatokat segítő *TéT-Balaton* együttműködési program támogatását. Köszönöm családomnak, közvetlen hozzátartozóimnak, barátaimnak, hogy olykor munkám irányában érdeklődésüknek is hangot adtak.

## 5. Irodalomjegyzék

- Al-Naimiy, H. 1978, ApSS 53, 181
- Appourchaux, T. *et al.* 1991, PRISMA Assessment Study, ESA SCI 5
- Babcock, H.W. 1961, ApJ 133, 572
- Baldwin, J.M. 1908, MNRAS 69, 78
- Bell, R.A., Gustaffson, B. 1989, MNRAS 236, 653
- Bessell, M.S. 1979, PASP 91, 580
- Blanco, C., Catalano, S. 1970, A&A 4, 482
- Bopp, B.W. 1983, IAU Colloq. No. 71, 363
- Bopp, B.W., Evans, D.S. 1973, MNRAS 164, 343
- Bopp, B.W., Fekel, F.C. 1977, AJ 82, 490
- Boulliau, I. 1667, Ad Astronomos Monita Duo, Paris
- Bradstreet, D.H. 1993, Binary Maker 2.0 *Light Curve Synthesis Program*, Contact Software
- Bradstreet, D.H. *et al.* 1993, Bull. A.A.S. 25, 1425
- Bruls, J.H.M.J., Solanki, S.K., Schüssler, M. 1998, A&A 336, 231
- Budding, E. 1977, Ap&SS, 48, 207
- Budding, E., Zeilik, M. 1987, ApJ 319, 827
- Buser, R., Kurucz, R.L. 1992, A&A 264, 557
- Byrne, P.B. 1996 in: *Stellar Surface Structure*, IAU Symp. No. 176, eds. K.G. Strassmeier & J.L. Linsky, p. 299
- Byrne, P.B., *et al.* 1992, in: *Surface Inhomogeneities on Late-Type Stars*, Proc. Coll. Armagh Obs., eds. P.B. Byrne & D.J. Mullan, Springer-Verlag, Heidelberg, p. 255
- Catalano, S., Frasca, A. 1994, A&A 287, 575
- Catalano, S., Rodonò, M., Frasca, A., Cutispoto, G. 1996 in: *Stellar Surface Structure*, IAU Symp. No. 176, eds. K.G. Strassmeier & J.L. Linsky, p. 403
- Cassatella, A., Ponx, D., Selvelli, P.L., Vogel, M. 1990, NASA IUE Newsletter # 41, 155
- Choudhuri, A.R., Gilman, P.A. 1987, ApJ 316, 788
- Chugainov, P.F. 1966, IBVS No. 122
- Chugainov, P.F. 1973, Izv. Krymsk. Astron. Obs. 48, 3
- Cutispoto, G., Pallavicini, R. 1990, in: *Surface Inhomogeneities on Late-Type Stars*, Proc. Colloq. Armagh Obs., Lecture Notes in Physics 397, eds. P.B. Byrne & D.J. Mullan, Springer-Verlag, p. 264
- Davidson, J.K., Neff, J.S. 1977, ApJ 214, 140
- De Jager, C. *et al.* 1986, A&A 156, 95
- Dempsey, R.C. 1993a, ApJS 86, 599
- Dempsey, R.C. 1993b, ApJ 413, 333
- Dempsey, R.C., Neff, J.E., O'Neal, D., Oláh, K. 1996, AJ 111 (3) 1356
- Derman, E. Demircan, O., Kahraman, G. 1990, A&AS 86, 421



- Deutsch, A. 1958, in: *Electromagnetic Phenomena in Cosmological Physics*, IAU Symp. 6, ed. B. Lehnert, Cambridge University Press, Cambridge, p. 209
- Donati, J.-F., Semel, M., Rees, D.E. 1992, A&A 265, 669
- Donati, J.-F., Collier Cameron, A. 1997, MNRAS 291, 1
- Dorren, D., Guinan, E.F. 1994, in: *The Sun as a Variable Star: Solar and Stellar Irradiance Variations*, Proc. IAU Coll. 143, eds. J.M. Pap *et al.*, Cambridge Univ. Press, p. 206
- Doyle, J.G., *et al.* 1989a, A&A 208, 208
- Doyle, J.G., *et al.* 1989b, A&A 223, 219
- Drake, S.A., Simon, T., Linsky, J.L. 1992, ApJS 82, 311
- D'Silva, S., Choudhuri, A.R. 1994 A&A 272, 621
- Eaton, J.A. 1990, in: *Surface Inhomogeneities on Late-Type Stars*, Proc. Colloq. Armagh Obs., Lecture Notes in Physics 397, eds. P.B. Byrne & D.J. Mullan, Springer Verlag, p. 15
- Eaton, J.A. 1995, IAU Archive of unpublished data, file No. 147
- Eaton, J.A., Hall, D.S. 1979, ApJ 227, 907
- Eaton, J.A., Wu, C.C., Rucinski, S.M. 1980, ApJ 239, 919
- Eaton, J.A., Henry, G.W., Fekel, F.C. 1996, ApJ 462, 888
- Eker, Z. 1995, ApJ 445, 526
- Endl, M., Strassmeier, K.G., Kürster, M. 1995, in: *Stellar Surface Structure, Poster Proceedings*, IAU Symp. No. 176, ed. K.G. Strassmeier, p. 203
- Enebo, S. 1910, Astr. Nachr. 184, 396
- Estalella, R. *et al.* 1993, A&A 268, 178
- Fang, C., Ding, M.D. 1995, A&ASS 110, 99
- Fekel, F.C. 1980, Bull. A.A.S. 12, 500
- Fekel, F.C. 1997, PASP 109, 514
- Fekel, F.C., Moffett, T.J., Henry, G.W. 1986, ApJS 60, 551
- Fernández-Figueroa, M.J. *et al.* 1994, ApJS 90, 433
- Ferreira, J.M. 1998, A&A 335, 248
- Fleming, T.A., Gioia, I.M., Maccacaro, T. 1989, ApJ 340, 101
- Gibson, D.M. 1983, in: *Activity in Red Dwarf Stars*, Proc. IAU Colloq. 71, eds. P.B. Byrne & M. Rodonò, Dordrecht, Reidel, p. 273
- Gilliland, R.L., Dupree, A.K. 1996 in: *Stellar Surface Structure*, IAU Symp. No. 176, eds. K.G. Strassmeier & J.L. Linsky, p. 165
- Goncharsky, A.V., Stepanov, V.V., Khokhlova, V.L., Yagola, A.G. 1977, Pis'ma Astron. Zh. 3, 278 (Sov. Astron. Letters 3, 147)
- Goncharsky, A.V., Stepanov, V.V., Khokhlova, V.L., Yagola, A.G. 1982, Astron Zh. 59, 1146 (Sov. Astron. 19, 576)
- Gorza, W.L., Heard, J.F. 1971, Pub. DDO 3, 107
- Guinan, E.F. *et al.* 1991, Bull. A.A.S. 23, 1412
- Haisch, B.M. 1989, Sol. Phys. 121, 3
- Hall, D.S. 1972, PASP 84, 323

- 
- Hall, D.S. 1975, in: *Multiple Periodic Variable Stars*, IAU Coll. No. 29, Budapest, Akadémiai Kiadó, p. 287
- Hall, D.S. 1976, IAU Colloq. No. 29, 287
- Hall, D.S. 1989, IAU Colloq. No. 107, 219
- Hall, D.S. 1990, in: *Active Close Binaries*, ed. C. Ibanoglu, Dordrecht, Kluwer, p. 95
- Hall, D.S. 1991, IAU Colloq. No. 130, 353
- Hall, D.S. 1994, IAPPP Comm. No. 54, p1-11
- Hartmann, L. 1981, in: *Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems*, ed. R.M. Bonnet & A.K. Dupree, Dordrecht, Reidel, p. 487
- Hatzes, A.P., Vogt, S.S., Ramseyer, T.F., Misch, A. 1996, ApJ 469, 808
- Hempelmann, A. *et al.* 1995, in: *Stellar Surface Structure, Poster Proceedings*, IAU Symp. No. 176, ed. K.G. Strassmeier, p. 194
- Henry, G.W. 1995a, in: *Robotic Telescopes*, eds. G.W. Henry & J.A. Eaton, PASPC 79, p. 37
- Henry, G.W. 1995b, in: *Robotic Telescopes*, eds. G.W. Henry & J.A. Eaton, PASPC 79, p. 44
- Henry, G.W., Fekel, F.C., Hall, D.S. 1995, AJ 110, 2926
- Herbst, W. 1973, A&A 26, 139
- Hill, G., Fischer, W.A., Holmgren, D. 1990, A&A 238, 145
- Hoffmeister, C. 1965, Veröff. Univ. Sternw. Sonneberg, 6, 97
- Huenemoerder, D.P., Ramsey, L.W., Buzasi, D.L. 1989a AJ 98. 2264
- Huenemoerder, D.P., Buzasi, D.L., Ramsey, L.W. 1989b AJ 98. 1398
- Jetsu, L. 1993, A&A 276, 345
- Katsova, M.M., Tsikoudi, V. 1993, ApJ 402, L9
- Keenan, P.C. 1980, PASP 92, 548
- Kővári, Zs. 1995, in: *Stellar Surface Structure, Poster Proceedings*, IAU Symp. No. 176, ed. K.G. Strassmeier, p. 21
- Kővári, Zs., Oláh, K. 1996, A&A 305, 811
- Kővári, Zs., Bartus, J. 1997, A&A 323, 801
- Kővári, Zs. 1999 in: *Solar and Stellar Activity – Similarities and Differences*, eds. C.J. Butler & J.G. Doyle, ASP Conf. Ser. Vol. 158, p. 166
- Kron, G.E. 1947, PASP 59, 261
- Kron, G.E. 1950, AJ 55, 69
- Kron, G.E. 1952, ApJ 115, 301
- Kuhn, T.S. 1984, in: *A tudományos forradalmak szerkezete*, Gondolat, Budapest
- Kuhi, L.V., Cram, L.E. 1989, in: *FGK Stars and T Tauri Stars*, NASA SP-502, eds. L.V. Kuhi & L.E. Cram, pp. 99-137
- Kunkel, W.E. 1975, in: *Variable Stars and Stellar Evolution*, Proc. IAU Symp. No. 67, eds. Sherwood & Plaut, Dordrecht, Reidel, pp. 15-46
- Kurucz, R.L. 1979, ApJS 40, 1
- Kurucz, R.L. 1993, ATLAS-9, CD-ROM No. 13
- Kürster, M., Schmitt, J.H.M.M., Cutispoto, G. 1992, A&A 289, 899

- Kürster, M., Schmitt, J.H.M.M. 1995, in: *Stellar Surface Structure, Poster Proceedings*, IAU Symp. No. 176, ed. K.G. Strassmeier, p. 200
- Lacy, C.H., Moffett, T.J., Evans, D.S. 1976, *ApJS* 30, 85
- Lanza, A.F., Rodonò, M., Zappala, R.A. 1993, *A&A* 269, 351
- Lanza, A.F., Catalano, S., Cutispoto, G., Pagano, I., Rodonò, M. 1998, *A&A* 332, 541
- Leka, K.D., Canfield, R.C., McClymont, A.N., van Driel-Gesztelyi, L. 1996, *ApJ* 462, 547
- Linsky, J.L. 1983, in: *Activity in Red Dwarf Stars*, Proc. IAU Colloq. 71, eds. P.B. Byrne & M. Rodonò, Dordrecht, Reidel, p. 39
- Linsky, J.L., *et al.* 1989, *A&A* 211, 173
- Lucke, P.B., Mayor, M. 1980, *A&A* 92, 182
- Luizet, M.M. 1915, *Bull. Astr.* 32, 68
- Machado, M.E., Emslie, A.G., Avrett, E.H., 1989, *Sol. Phys.* 124, 303
- Mangeney, A. 1986, in: *Highlights of Astronomy* Vol. 7, Proc. XIX IAU Gen. Assembly, Dordrecht, Reidel, p. 399
- Mergentaler, J. 1950, *Contr. Wroclaw Astr. Obsw.* No. 4
- Mitrou, C.K. *et al.* 1995, *A&AS* 115, 61
- Moreno-Insertis, F. 1997, in: *Advances in the Physics of Sunspots*, ASP Conf. Ser., Vol. 118, eds. B. Schmieder, J.C. del Toro Iniesta & M. Vázquez, p. 45
- Moss, D., Tuominen, I. 1997, *A&A* 321, 151
- Mullan, D.J. 1974, *Sol. Phys.* 38, 9
- Müller, G., Kempf, P. 1903, *ApJ* 7, 1
- Naftilan, S.A., Fairchild, K. 1993, *PASP* 105, 565
- Narayan, R., Nityananda R. 1986, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 24, 127
- Neff, J.E. 1990, in: *Active Close Binaries*, ed. C. Ibanoglu, Kluwer Acad. Pub., p. 805
- Neff, J.E. 1992a, in: *Surface Inhomogeneities on Late- Type Stars*, Proc. Coll. Armagh Obs., eds. P.B. Byrne D.J. Mullan, Springer-Verlag, Heidelberg, p. 54
- Neff, J.E. 1992b, [ftp.astro.psu.edu, pub/neffftp/icur](ftp.astro.psu.edu/pub/neffftp/icur)
- Neff, J.E., Walter, F.M., Rodonò, M., Linsky, J.L. 1989, *A&A* 215, 79
- Norton, W.A. 1845, in: *An Elementary Treatise on Astronomy*, New York, Wiley & Putnam
- O'Connell, D.J.K. 1951, *Riverview College Obsv. Publ.* 2, 85
- Oláh, K. Hall, D.S. 1988 *Comm. Konkoly Obs.* No. 92
- Oláh, K., Hall, D.S., Henry, G.W. 1991, *A&A* 251, 531
- Oláh, K. *et al.* 1992, *MNRAS* 259, 302
- Oláh, K. *et al.* 1994, *A&A* 291, 110
- Oláh, K., Kővári, Zs., Guinan, E.F. 1995, in: *Stellar Surface Structure, Poster Proceedings*, IAU Symp. No. 176, ed. K.G. Strassmeier, p. 159
- Oláh, K., Kővári, Zs. 1997a, in: *The Earth and the Universe*, Univ. of Thessaloniki, Thessaloniki, Ziti Editions, eds. G. Asteriadis *et al.*, p. 151
- Oláh, K., Kővári, Zs. 1997b, *AApTr* Vol. 13, pp. 295-299
- Oláh, K., Kővári, Zs., Bartus, J., Strassmeier, K.G., Hall, D.S., Henry, G.W. 1997, *A&A* 321, 811

- Oláh, K., van Driel-Gesztelyi, L., Kövári, Zs., Bartus, J. 1999a, in: *Solar and Stellar Activity – Similarities and Differences*, eds. C.J. Butler & J.G. Doyle, ASP Conf. Ser., Vol.158, p. 170
- Oláh, K., van Driel-Gesztelyi, L., Kövári, Zs., Bartus, J. 1999b, A&A 344, 163
- Oskanyan, V.S. *et al.* 1977, ApJ 214, 430
- Pallavicini, R. *et al.* 1981, ApJ 248, 279
- Pagano, I., Rodonò, M., Neff, J.E. 1992, in: *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, eds. M. Giampapa & J.A. Bookbinder, ASP Conf. Ser., Vol. 26, 362
- Pagano, I., Rodonò, M., Walter, F.M., Neff, J.E. 1996, in: *Magnetodynamic Phenomena in the Solar Atmosphere - Prototypes of Stellar Magnetic Activity*, IAU Coll. No. 153, eds. Y. Uchida, T. Kosugi & H.S. Hudson, Kluwer, Dordrecht, p. 631
- Parker, E.N. 1975, ApJ 198, 205
- Percy, J.R., Welch, D.L. 1982, JRAS Canada 76, 185
- Petrovay, K., van Driel-Gesztelyi, L. 1997, Sol. Phys. 176, 249
- Pettersen, B.R. 1988, in: *Cool Star Envelopes*, Proc. of Midnight Sun Conf., Tromsø, eds. O. Havens *et al.*, Kluwer, p. 49
- Pettersen, B.R., Oláh, K., Sandmann, W.H. 1992, A&AS 96, 497
- Pickering, E.C. 1881, Proc. American Acad. Arts and Sci. 16, 257
- Piskunov, N., Tuominen, I., Vilhu, O. 1990, A&A 230, 363
- Piskunov, N., Rice, J. 1993, PASP 105, 1415
- Poe, C.H., Eaton, J.A. 1985, ApJ 289, 644
- Press, W.H. *et al.* 1988, in: *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press
- Priest, E.R., 1983, in: *Activity in Red Dwarf Stars*, Proc IAU Colloq. 71, eds. P.B. Byrne & M. Rodonò, Dordrecht, Reidel, p. 545
- Ramsey, L.W., Nations, H.L. 1980 ApJ 239, L121
- Randich, S., Giampapa, M.S., Pallavicini, R. 1994, A&A 283, 893
- Rice, J.B. 1991, A&A 245, 561
- Rice, J.B. 1996, in: *Stellar Surface Structure*, IAU Symp. No. 176, eds. K.G. Strassmeier & J.L. Linsky, p. 19
- Rice, J.B., Wehlau, W.H., Khokhlova, V., Piskunov, N. 1981, in: *Upper Main-Sequence Chemically Peculiar Stars*, 23rd Liege Astrophysics Coll., p. 265
- Rice, J.B., Wehlau, W.H., Khokhlova, V. 1989, A&A 208, 179
- Rodonò, M. 1983, in: *Achievements in Space Astrophysics*, eds. H.S. Hudson, A.K. Dupree & J.L. Linsky, Adv. Space. Res., 2, No. 9, 225
- Rodonò, M. 1985, in: *Atmospheres of M, S, C Stars*, eds. H.R. Johnson & F. Querci, CNRS-NASA Monograph Series on Non-Thermal Phenomena in Stellar Atmospheres, Vol. 4, Ch. 9
- Rodonò, M. 1991, in: *Angular Momentum Evolution of Young Stars*, eds. S. Catalano and J.R. Stauffer, Kluwer, p. 207
- Rodonò, M., *et al.* 1986, A&A 165, 135
- Rodonò, M., *et al.* 1987, A&A 176, 267
- Rodonò, M., Cutispoto, G. 1992, A&AS 95, 55
- Rucinski, S. 1992, PASP 104, 1177

- Russell, H.N. 1912, ApJ 36, 139
- Rydgren, A.E., Vrba, F.J. 1983, ApJ 267, 191
- Saar, S.H., Piskunov, N.E., Tuominen, I. 1994, in: *The Eight Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ASP Conf. Ser. Vol. 64, ed. J.-P. Caillault, p. 661
- Schmidt-Kaler, T. 1982, in: *Landolt-Börnstein* Vol. 2b, eds. K. Schaifers & H.H. Voigt, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, p. 1
- Schrijver, C.J. 1996, in: *Stellar Surface Structure*,
- Schrijver, C.J., Zwaan, C. 1991, A&A 251, 183
- Schrijver, C.J., *et al.* 1992, A&A 253, L1
- Schrijver, C.J., Harvey, K.L. 1994, Sol. Phys. 150, 1
- IAU Symp. No. 176, eds. K.G. Strassmeier & J.L. Linsky, p. 1
- Schüssler, M. 1996, in: *Stellar Surface Structure*, IAU Symp. No. 176, eds. K.G. Strassmeier & J.L. Linsky, p. 269
- Schüssler, M., Solanki, S.K. 1992, A&A 264, L13
- Semel, M. 1989, A&A 225, 456
- Siarkowski, M. 1995, in: *Stellar Surface Structure, Poster Proceedings*, IAU Symp. No. 176, ed. K.G. Strassmeier, p. 190
- Simon, T., Linsky, J.L., Schiffer, F.H. 1980, ApJ 239, 911
- Simon, T., Herbig, S., Boesgaard, A.M. 1985, ApJ 293, 551
- Sitterly, B.W. 1930, Contr. Princeton Univ. Obsv. No. 11, 21
- Skumanich, D.R. 1972, ApJ 171, 565
- Soderblom, D.R. 1983, ApJS 53, 1
- Solanki, S.K., Motamen, S., Keppens, R. 1997, A&A 324, 943
- Stawikowski, A., Glebocki R. 1994, Acta Astr. 44, 393
- Stocke, J.T. *et al.* 1991, ApJS 76, 813
- Strassmeier, K.G. 1988, ApSS 140, 223
- Strassmeier, K.G. 1990, ApJ 348, 682
- Strassmeier, K.G. 1994, A&AS 103, 413
- Strassmeier, K.G. *et al.* 1990, ApJSS 72, 191
- Strassmeier, K.G., Oláh, K. 1992, A&A 259, 595
- Strassmeier, K.G., Hall, D.S., Fekel, F.C., Scheck, M. 1993a, A&AS 100, 173
- Strassmeier, K.G. *et al.* 1993b, A&A 268, 671
- Strassmeier, K.G., Bartus, J., Cutispoto, G., Rodonò, M. 1997 A&ASS 125, 11
- Strassmeier, K.G., Bartus, J., Kövári, Zs., Weber, M., Washüttl, A. 1998, A&A, 336, 587
- Strassmeier, K.G., Rice, J.B. 1998, A&A 330, 685
- Tikhonov, A. 1963, Sov. Math. Dokl. 4, 1624
- Uchida, Y., Sakurai, T. 1983, in: *Activity in Red Dwarf Stars*, Proc IAU Colloq. 71, eds. P.B. Byrne & M. Rodonò, Dordrecht, Reidel, p. 629
- Vahia, M.N. 1995, A&A 300, 158
- Vaiana, G.S., *et al.* 1981, ApJ 245, 163
- Van Hamme, W. 1993, AJ 106, 2096
- Vogt, S.S. 1975, ApJ 199, 418

- 
- Vogt, S.S. 1980, ApJ 240, 567  
Vogt, S.S. 1981, ApJ 250, 327  
Vogt, S.S., Fekel, F. 1979, ApJ 234, 963  
Vogt, S.S., Penrod, G.D. 1983, PASP 95, 565  
Vogt, S.S., Hatzes, A.P. 1996, in: *Stellar Surface Structure*, IAU Symp. No. 176, eds. K.G. Strassmeier & J.L. Linsky, p. 245  
Walter, F.M., Gibson, D.M., Basri, G.S. 1983, ApJ 267, 665  
Walter, F.M. *et al.* 1987, A&A 186, 241  
Weber, M. 1997, <http://www.ast.univie.ac.at/~weber/doc/tempmap/tutil.html>, *A Guide to Doppler Imaging at the Stellar Activity Group*  
Weber, M., Strassmeier, K.G. 1998, A&A 330, 1029  
Wilson, O.C. 1978, ApJ, 226, 379  
Wittmann, A.P., Xu, Z.T., 1987, A&ASS 70, 83  
Zuckerman, B., *et al.* 1997, AJ 114 (2), 805